

**UNIVERSITE DE BLIDA 1**

**Faculté de Technologie**

Département de Mécanique

# **THESE DE DOCTORAT**

Spécialité : Energétique

CONTRIBUTION A L'AMELIORATION DES PARAMETRES  
ELECTRIQUES DANS LA MODIFICATION DES ECOULEMENTS  
PAR PLASMA.

Par

**MEHALAINE Koceila**

Devant le jury composé de :

Y. Benkhedda	Professeur,	U. de Blida 1	Président
A. Hamid	Professeur,	U. de Blida 1	Examineur
A. Abdellah El-Hadj	Professeur,	U. de Médéa	Examineur
A. Khellaf	Directeur de Recherche,	CDER. Alger	Examineur
N. Merzouk Kasbadji	Directrice de Recherche,	UDES/CDER. Alger	Examinatrice
D. Semmar	Professeur,	U. de Blida 1	Rapporteur

Blida, Novembre 2016

## ملخص

التحكم في الطبقات الجدارية، و تعديلها بواسطة المكاسب الإلكتروهيدروديناميكية ( باللاتينية : Electrohydrodynamic actuators ) تقنية حديثة واعدة، تقترح حلول ناجعة لمشاكل الديناميكا الهوائية. تقدم الرسالة الحاضرة دراسة عديدة للأثار المترتبة عن تصريف شحن كورونافي سريان للهواء على سطح صفيحة مسطحة ، استنادا للمحاكات، على برنامج الكمبيوتر Fluent . يتم إضافة قوة كهربائية إلى معادلات نافياي وستوكس توافق فرق كمون التيار المطبق على الأقطاب وكثافة الشحن الكهربائية، وفقا لأنموذجين. يعتبر الأول ان هذه الخاصية ثابتة، بينما يأخذ الانموذج الثاني بعين الاعتبار توزيعها عبر مجال التصريف لمحاكاة الأثار المترتبة عنه. يظهر من خلال نتائج التحسين ان هذه الفرضية تحسن المحاكاة، غير ان تسارع الهواء يبقى أضعف مما هو عليه في الواقع، بالخصوص في حالة الهواء المؤين. يساعد هذا العمل على فهم الدور الذي تلعبه كثافة شحن الوسط في المحاكاة، كما يتيح تقدير حدود أنموذج دمج القوة الكهربائية في معادلات نافياي وستوكس , ومدى تأثير الفرضيات المتخذة على الخصائص الكهربائية.

## ABSTRACT

EHD modification of hydrodynamic boundary layers is an emerging technology that suggests many applications and solutions to the problems of aerodynamics. This thesis proposes a numerical study of the effects of corona discharges on air-flow on the surface of a flat plate, the computer code FLUENT based on the finite volume method is used for the computations.

An electric force, which depends on the electric voltage applied to the electrodes, and the charge density of the medium, is added to the Navier-Stocks equations to reproduce the effects of the discharges. The first model suppose that this parameter is constant, while the second take into account the physical variation of the charge density in the ionized medium. The results show that this last hypothesis enhance the description of the boundary layer acceleration, however, the acceleration is still underestimated in particular for the ionic wind.

This work helps to understand the role of the electrical characteristics of the ionized medium on the computational results; it also allows appreciating the limits of the integration model of the electric force in the Navier-Stocks equations.

## RESUME

La modification des couches limites au travers d'actionneurs EHD, est une technique prometteuse qui laisse présager de nombreuses applications et des solutions originales aux problèmes de l'aérodynamique.

Cette thèse propose une étude numérique des effets de décharges couronne sur un écoulement d'air à la surface d'une plaque plane, le code FLUENT basé sur la méthode des volumes finis est utilisé pour la simulation. La reproduction de l'effet des décharges dans les équations de Navier-Stokes se fait par l'addition d'une force électrique qui dépend de la tension appliquée aux électrodes et d'un paramètre  $\alpha$  caractéristique de la densité de charge du milieu ionisé, le premier modèle considère ce paramètre constant, tandis que le deuxième considère sa variation dans l'espace. Les résultats des simulations montrent que cette dernière hypothèse améliore la modélisation, toutefois l'accélération de l'écoulement reste sous-estimée, notamment pour le cas du vent ionique. Ainsi, ce travail permet de comprendre le rôle joué par les paramètres électriques du milieu ionisé, il aide aussi à apprécier les limites du modèle d'intégration de la force électrique dans les équations de Navier-Stokes.

## REMERCIEMENTS

Je saisis cet instant solennel, pour remercier le professeur et président du jury d'évaluation de ce travail, M<sup>r</sup> Benkhedda Younes, et je tiens également à exprimer ma gratitude au professeur Hamid Abdelkader, au professeur ABDELLAH EL-HADJ Abdellah, au Directeur de recherche Khellaf Abdellah ainsi qu'à la directrice de recherche Merzouk Kasbadji Nachida pour avoir assumé la charge d'examineurs de cette thèse.

Je remercie particulièrement mon directeur de thèse, le professeur Semmar Djaffar pour m'avoir encadré et orienté pendant mes études de poste graduation.

J'exprime ici ma reconnaissance à toutes les bonnes volontés qui ont contribué au bon déroulement du travail et apporté leur soutien, je cite particulièrement M<sup>r</sup> Ahmed Mouloud, Ingénieur en forage pétrolier de l'université de BOUMERDES.

## TABLE DES MATIERES

RESUME	1
REMERCIEMENTS	4
TABLE DES MATIERES	5
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX	9
INTRODUCTION	17
1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DU CONTROLE D'ECOULEMENTS.	
1.1 Introduction	22
1.2 Rappels et généralité sur les écoulements	23
1.2.1 Régimes d'écoulement externes	23
1.2.2 Structures de la couche limite	25
1.2.2.1 Structure tourbillonnaire en fer à cheval	26
1.2.2.2 Stries de couche limite ou « Streaks »	26
1.2.2.3 Phénomène d'éclatement tourbillonnaire ou « Bursting »	27
1.2.2.4 Modèle de dynamique interne	28
1.2.3 Phénomène de séparation ou de décollement	29
1.2.4 Phénomène de couche de mélange	30
1.3 Contrôle de la couche limite	31
1.3.1 Stratégies de contrôle des écoulements	32
1.3.2 Méthodes de contrôle	34
1.3.2.1 Le contrôle passif	34
1.3.2.2 Le contrôle actif	36
1.4 Intérêts d'utilisation	42
1.5 Conclusion	43
2. PLASMAS FROIDS DE DECHARGES ET INTERACTIONS AVEC L'AERODYNAMIQUE	
2.1 Introduction	45
2.2 Décharges hors équilibre à pression atmosphérique	46
2.3 Chocs élastiques et inélastiques	47
2.4 Caractérisation des plasmas de décharges	47

2.4.1	Propriétés physiques	47
2.4.2	Classification des plasmas	49
2.4.3	Mécanismes et processus physiques des décharges électriques	50
2.4.4	Les décharges électriques à pression atmosphérique	51
2.5	Décharges Couronnes « volumiques »	52
2.5.1	Mécanisme de la Décharge Couronne	52
2.5.1.1	Principe et géométrie de la décharge	52
2.5.1.2	Effets de la polarité sur le développement de la décharge couronne	54
	a - Pointe – plaque positive	54
	b - Pointe – plaque négative	56
2.5.1.3	Décharge en régime alternatif AC	57
2.5.1.4	Seuil de déclenchement	58
2.5.1.5	Facteurs influençant la décharge couronne	58
	a - Facteurs géométriques	58
	b - Nature des électrodes	60
	c - Facteurs physico-chimiques	61
2.5.1.6	Passage à l'arc électrique	62
2.6	Autres types de décharges	64
2.6.1	La décharge à barrière diélectrique DBD	64
2.6.2	La décharge glissante	66
2.6.3	Les jets synthétiques par plasma (JSP) ou « sparkjets »	67
2.7	Le Vent ionique	67
2.7.1	Histoire des découvertes	67
2.7.2	Modèles de vent ionique	68
2.8	Actionneur à décharge couronne	70
2.8.1	Description de l'actionneur à décharge couronne	71
2.8.2	Performances de l'actionneur à décharge couronne	73
2.9	Conclusion	75

3. CONTEXTE THEORIQUE DE L'ELECTRO HYDRODYNAMIQUE.	
3.1 Introduction	77
3.2 Equations des phénomènes mis en jeux	77
3.2.1 Système d'équations de la mécanique des fluides	77
3.2.2 Système d'équations de l'électrostatique	78
3.2.2.1 Champ électrique	78
3.2.2.2 Densité de courant	78
3.2.2.3 Forces électrostatiques exercées sur un fluide diélectrique	79
3.3 Constitution du système d'équations de l'électro hydrodynamique	80
3.3.1 Découplage du système d'équations	80
3.4 Modélisation	81
3.4.1 Modèle de représentation à coefficient constant	81
3.4.2 Modèle de représentation à coefficient variable	83
3.5 Conclusion	84
4. SIMULATION NUMERIQUE ET RESULTATS.	
4.1 Introduction	86
4.2 Positionnement de l'étude	86
4.3 Simulations numériques	87
4.3.1 Résolution avec Fluent	90
4.3.2 Maillage sous Gambit	90
4.3.3 Implémentation sous Fluent	92
4.3.4 Intégration des équations électrostatiques dans Fluent	93
4.3.5 Codage des « User Defined Functions » UDF	93
4.4 Résultats	95
4.4.1 Champ de vitesse de l'écoulement sans décharge	95
4.4.2 Distribution du potentiel électrique	96



4.4.3	Modèle n°1 : hypothèse d'une densité de charge constante	99
4.4.3.1	Vent ionique	99
4.4.3.2	Validation des résultats	104
4.4.3.3	Ecoulement libre $U_0 = 5 \text{ m/s}$ $Re = 5 \cdot 10^4$	105
4.4.3.4	Ecoulements libres de $U=10 \text{ m/s}$ et $17 \text{ m/s}$	108
4.4.3.5	Ecoulements supérieurs à $17 \text{ m/s}$	108
4.4.4.6	Résultats sur un système d'hyper sustentation	110
4.4.4	Modèle n°2 : hypothèse d'une densité de charge variable	116
4.4.4.1	Vent ionique	116
4.4.4.2	Influence des constantes A et B	117
4.4.4.3	Influence de la différence de potentiel	123
4.4.4.4	Ecoulement libre $U_0 = 5 \text{ m/s}$ $Re = 5 \cdot 10^4$	125
4.4.4.5	Epaisseur de la couche limite	127
4.5	Comparaison des résultats	128
4.6	Effet de la décharge sur un écoulement décollé	130
4.7	Effet de la décharge sur la transition laminaire-turbulent	135
4.8	Conclusion	138
	CONCLUSION	141
	LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS	144
	APPENDICES	146
1.	Module UDF de calcul des forces EHD cas du coefficient constante	146
2.	Module UDF de calcul des forces EHD cas du coefficient variable	148
3.	Définitions des macro pour Fluent	150
	REFERENCES	151

## LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1	Consommation de carburant comparée pour diverses configurations d'ailettes [1] ; à droite une photographie du bout d'aile de l'Airbus A350	15
Figure 2	Montage expérimental d'un actionneur EHD sur l'aile d'un planeur motorisé « Grob G109B » [3]	16
Figure 1.1	Nature de l'écoulement d'un fluide autour d'un corps de forme arbitraire [4]	20
Figure 1.2	Evolution des régimes d'écoulement sur une surface plane [5]	21
Figure 1.3	Transition et turbulence sur une plaque plane [6]	22
Figure 1.4	Vue de la grande tache rouge (anticyclone) de la planète Jupiter [9]	23
Figure 1.5	Représentation des structures turbulentes en fer à cheval [11]	23
Figure 1.6	Simulation de stries longitudinales dans une couche limite [12]	24
Figure 1.7	Structures cohérentes dans une couche limite turbulente pleinement développée [13]	24
Figure 1.8	Cycle de production de la turbulence [16]	25
Figure 1.9	Séparation des couches limites : a- due à un gradient de pression adverse ; b- due à la géométrie [17]	26
Figure 1.10	Structures primaires créées par un écoulement à base d'hydrogène à 100 m/s (en haut) et un écoulement à base de nitrogène à 40 m/s (en bas), [18]	27

Figure 1.11	Représentation en perspective des structures primaires et secondaires de la couche de mélange plane [19]	28
Figure 1.12	Interactions entre les effets et les objectifs des différentes stratégies de contrôle [26]	29
Figure 1.13	Classification des stratégies de contrôle [27]	30
Figure 1.14	Générateurs de vortex sur l'aile d'un avion	31
Figure 1.15	Becs et volets sur les ailes d'avions [29]	32
Figure 1.16	Schéma du principe d'action de la technique des parois complantes [31]	33
Figure 1.17	Expérimentation de la technique d'aspiration de la couche limite (en haut) [34], Schéma de principe de la technique (en bas) [35]	34
Figure 1.18	Technique de soufflage de la couche limite sur une aile d'avion [37]	35
Figure 1.19	Système microélectromécanique [38]	36
Figure 2.1	Principe de la production de plasma par une décharge électrique	43
Figure 2.2	Changements d'état de la matière [48]	45
Figure 2.3	Catégories de plasmas [49]	47
Figure 2.4	Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphérique [19,50]	48

Figure 2.5	Topographie de la décharge couronne volumique en configuration pointe-plaque [51]	50
Figure 2.6	Topographie de la décharge couronne volumique en configuration fil-plaque	50
Figure 2.7	Décharge couronne positive [50]	51
Figure 2.8	Visualisations des décharges couronnes en régime "streamer" (a), en régime "glow", (b) et en régime "filamentaire" (c); en configuration pointe-plan en haut, et fil-fil en bas [19,54]	52
Figure 2.9	Décharge couronne négative [50]	53
Figure 2.10	Courbes courant/tension de décharges pour plusieurs distances inter électrodes [64]	56
Figure 2.11	Courbes courant/tension de décharges pour une configuration pointe plan [66]	57
Figure 2.12	Courbes courant/tension de décharges pour une configuration plan plan [66]	57
Figure 2.13	Courbes courant/tension de décharges pour différents matériaux d'électrodes [64]	58
Figure 2.14	Effet de la vitesse de l'écoulement libre $V_0$ sur le courant de la décharge couronne [50]	59
Figure 2.15	Courbes de Paschen dans les conditions normales de température et de pression [72]	60
Figure 2.16	Configuration des électrodes utilisées par Roth pour établir la « OAUGAP », [48]	61

Figure 2.17	Vitesse de l'écoulement induit par une OAUGAP [74]	62
Figure 2.18	Effet d'un actionneur DBD sur un écoulement décollé autour d'un profil NACA0015 [75]	62
Figure 2.19	Effet d'un actionneur DBD sur l'écoulement autour d'un cylindre [78]	63
Figure 2.20	Schéma de l'actionneur à décharge glissante (à gauche), photographie de la décharge (à droite)	63
Figure 2.21	Actionneur à jet synthétique plasma [85]	64
Figure 2.22	Flamme d'une bougie soufflée par un vent ionique [86]	65
Figure 2.23	Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant électrique de la décharge pour des électrodes fils [88]	66
Figure 2.24	Configuration du système simulé par El-Khabiry et Colver (1997) (a), résultats obtenus avec et sans décharges (b).[90]	67
Figure 2.25	Schémas descriptifs du fonctionnement d'un actionneur à décharge couronne fil-fil [50]	68
Figure 2.26	Exemples de configuration d'électrodes pour des actionneurs à décharge couronne [98,99]	69
Figure 2.27	Profils des vitesses créés par un actionneur à décharges couronne fil-fil sur de l'air au repos $U_0=0$ m/s [88]	70
Figure 2.28	Effet de la vitesse de l'écoulement (droite), et de l'intensité du champ (gauche) sur le courant de décharge moyen [100]	71
Figure 3.1	Variation des coefficients d'ionisation de l'air [108]	84

Figure 4.1	a- Caractéristiques géométriques du système de l'étude, Vue en perspective de la plaque et des électrodes [85]	b-	80
Figure 4.2	Maillage de la zone interélectrodes ( Domaine 2 )		83
Figure 4.3	Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, $U_0 = 5 \text{ m/s}$ et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$ [28]		84
Figure 4.4	Vue du maillage du système et des conditions aux limites associées		84
Figure 4.5	Vue générale du Maillage non structuré utilisé pour l'étude et un agrandissement de la zone de décharge		85
Figure 4.6	Distribution des vitesses sur le système sans décharge $U_0 = 5 \text{ m/s}$		87
Figure 4.7	Vecteurs vitesse de l'écoulement autour de la cathode $U_0 = 5 \text{ m/s}$		88
Figure 4.8	Champ du potentiel électrique dans le système de la plaque plane		96
Figure 4.9	Champ du potentiel électrique sur la zone de décharge		96
Figure 4.10	Distribution du champ électrique sur l'axe inter électrodes		97
Figure 4.11	Distribution des forces de Coulomb (Résultantes des forces $f_x$ et $f_y$ )		97
Figure 4.12	Ecoulement induit sur le système pour $U_0 = 0 \text{ m/s}$ , 32 kV		98
Figure 4.13	Distribution des vitesses sur le système pour $U_0 = 0 \text{ m/s}$ , 32 kV		100

Figure 4.14	Profils des couches limites dans la région de l'actionneur avec : $U_0 = 0$ m/s, $\Delta V = 32$ kV	101
Figure 4.15	Profils de vitesse à 1 cm en aval de l'anode en haut, 1 cm en aval de la cathode en bas, pour $U_0 = 5$ m/s [28]	101
Figure 4.16	Ecoulement induit par une décharge couronne surfacique $U_0 = 0$ m/s, $\Delta V = 44$ kV [111]	102
Figure 4.17	Résultats numériques et expérimentaux sans décharges superposées pour $U_0 = 5$ m/s, $Re = 5 \cdot 10^4$	103
Figure 4.18	Résultats numériques et expérimentaux avec décharge superposés avec $\phi_{\text{anode}} = +22$ kV, $\phi_{\text{cathode}} = -10$ kV, pour $U_0 = 5$ m/s, $Re = 5 \cdot 10^4$ .	104
Figure 4.19	Distribution des vitesses pour le cas avec décharge $\phi_{\text{anode}} = +22$ kV, $\phi_{\text{cathode}} = -10$ kV, pour $U_0 = 5$ m/s, $Re = 5 \cdot 10^4$	105
Figure 4.20	Profils des couches limites avec et sans décharge, pour $\phi_{\text{anode}} = +22$ kV, $\phi_{\text{cathode}} = -10$ kV	106
Figure 4.21	Positions de calcul des nombres $N_{\text{EHD}}$	106
Figure 4.22	Nombres $N_{\text{EHD}}$ calculés pour diverses vitesses $U_0$ d'écoulement	107
Figure 4.23	Configuration du système d'hypersustentation	108
Figure 4.24	Vue générale des caractéristiques du maillage de système	108
Figure 4.25	Champ de vitesse sur le système d'hyper sustentation, sans décharge à $AOA^\circ = 0^\circ$	109
Figure 4.26	Coefficients aérodynamiques expérimentaux et numériques variant suivant les angles d'attaque	110
Figure 4.27	Contours simulés du champ électrique sur le système d'hypersustentation en V	111
Figure 4.28	Accélération des couches limites simulées, prises sur les positions, P1, P2 et P3 (voir figure 4.26)	111

Figure 4.29	Coefficients de portance avec et sans décharges sur le système aile-volet	112
Figure 4.30	Contours de vitesses (en m/s) sur le volet en haut : sans décharge, en bas : avec décharge	113
Figure 4.31	Distribution de $\alpha'$ cas du modèle à coefficient variable	114
Figure 4.32	Influence des constantes A ( en haut) et B ( en bas) sur les résultats d'une couche limite à $U_0=5$ m/s $Re = 5 \cdot 10^4$ , pour $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	115
Figure 4.33	Distribution de $\alpha'$ , sur l'axe de la zone de décharge $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B = 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	116
Figure 4.34	Distribution des forces de Coulomb sur l'axe de la zone de décharge $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	117
Figure 4.35	Distribution des vitesses sur le système pour $U_0= 0$ m/s, $\Delta V= 32$ kV	118
Figure 4.36	Vecteurs vitesse dans la zone de la cathode, $U_0= 0$ m/s, $\Delta V= 32$ kV	119
Figure 4.37	Profils des couches de la couche limite à $x= - 1\text{cm}$ avec : $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour $\varphi_{\text{anode}} = +33\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	120
Figure 4.38	Profils des couches limites à $x= - 3.5$ cm avec : $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour $\varphi_{\text{anode}} = +33\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	120
Figure 4.39	Profils des couches limites obtenus pour deux valeurs de la différence de potentiel, appliquées aux électrodes	121
Figure 4.40	Résultats numériques et expérimentaux superposés Avec décharge pour $U=5$ m/s, $Re = 5 \cdot 10^4$ , pour $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , avec : $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	121



Figure 4.41	Distribution des vitesses pour le cas avec décharge, avec : $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ , $U=5 \text{ m/s}$ , $Re = 5 \cdot 10^4$ , $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$	123
Figure 4.42	Composantes perpendiculaires de la vitesse sens et avec décharge, pour : $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ , $U=5 \text{ m/s}$ , $Re = 5 \cdot 10^4$ , $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$	124
Figure 4.43	Epaisseur de la couche limite, pour $U=5 \text{ m/s}$ , avec $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ et $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ , $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$	125
Figure 4.44	Comparaison des profils des couches limites avec : $= 6 \text{ m/s}$ , $\Delta V = 30 \text{ kV}$ pour différents modèles EHD.	$U_0$ 125
Figure 4.45	Champ de vitesse sans décharge pour $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$	127
Figure 4.46	Couches limites sans décharge pour $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$	128
Figure 4.47	Champ de vitesse avec décharge pour $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$ , avec $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	130
Figure 4.48	Couches limites avec décharge pour $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$ , avec $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ , $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$	130
Figure 4.49	Iso-vitesse $U_0 = 1,8 \text{ m/s}$ , sans décharge (a) et avec décharge, $I = 0,73 \text{ mA/m}$ et $N_{\text{EHD}} = 1,31$ (b) configuration du système (c) [19]	131
Figure 4.50	Transition laminaire-turbulent de l'écoulement sur la plaque plane avec et sans décharge	132
Figure 4.51	Modification des perturbations dans la couche limite [113]	134
<hr/>		
Tableau 4.1	Résultats de l'étude de l'influence du maillage	92
Tableau 4.2	Comparaison des résultats pour $U=5 \text{ m/s}$ sans décharge	105
Tableau 4.3	Comparaison des résultats pour $U=5 \text{ m/s}$ avec décharge 1 <sup>er</sup> Modèle	107
Tableau 4.4	Comparaison des résultats pour $U=5 \text{ m/s}$ avec décharge 2 <sup>ème</sup> Modèle	127

## INTRODUCTION

La modification des écoulements gazeux par les plasmas est une discipline relativement récente, elle se base sur l'étude des actionneurs plasma, leurs caractéristiques techniques, et leurs effets sur les paramètres de l'écoulement, comme la vitesse. La motivation des chercheurs dans ce domaine est stimulée par le potentiel prometteur d'applications, pour l'optimisation des performances des engins et des véhicules évoluant dans l'atmosphère. Les industries automobile, aérospatiale et même celle de défense sont ciblées par l'amélioration de l'écoulement de l'air, donc la diminution de la trainée et de la consommation de carburant. L'amélioration de l'écoulement peut être destinée à l'augmentation de la portance, qui conduit au raccourcissement des distances de décollage et d'atterrissage des avions, à la réduction de la taille des aéroports, et aux nuisances sonores des appareils pendant ces phases de vol près du sol.

A cet égard, le développement des méthodes de contrôle des écoulements est passé par plusieurs étapes ; de la recherche en laboratoire à l'application à petite ou grande échelle, les applications très répandues de nos jours, sont les résultats de développements de techniques basées sur l'optimisation des designs extérieurs des engins ou la conception d'éléments, de parois mobiles ou fixes, agissant de différentes manières sur l'écoulement d'air, pour modifier ces propriétés. La figure 1 montre un exemple de ces surfaces, les Ailettes verticales marginales en anglais « Wingtip fences » sont des surfaces fixes de contrôle montées sur les saumons des ailes d'avions afin d'améliorer la consommation de carburant, la stabilité, et même la manœuvrabilité de l'appareil [1]. La courbe montrée sur la figure 1 montre l'économie de carburant réalisée, pour des configurations différentes d'ailettes par rapport à un avion qui en est dépourvu. Depuis le début de son utilisation commerciale en 1990, cette technique n'a cessé d'évoluer par l'amélioration du design, la photographie présentée sur la figure 1 montre une évolution des ailettes montées sur l'Airbus A350 mis en service en 2015.

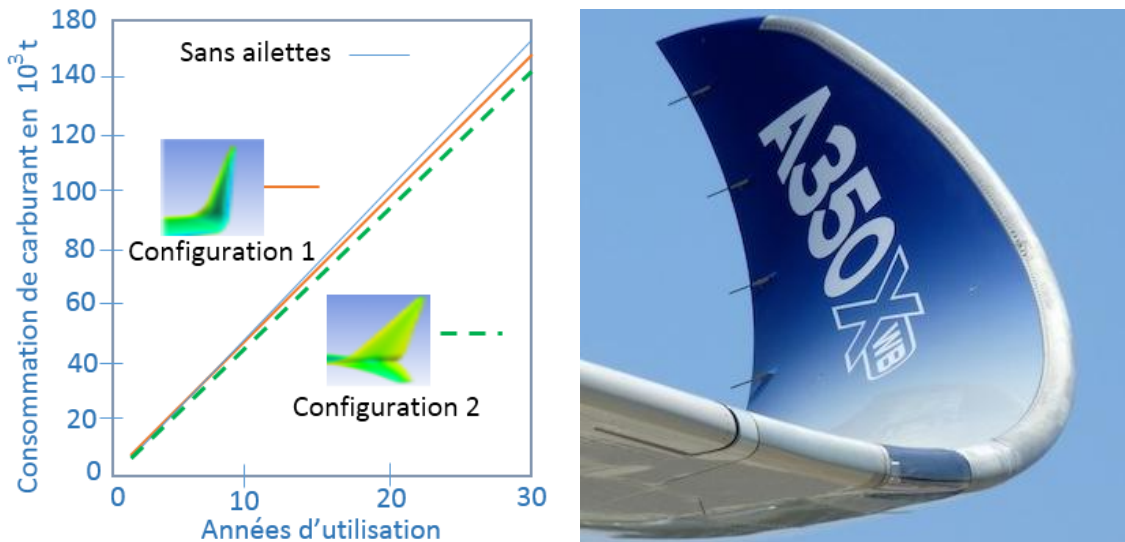


Figure 1 : Consommation de carburant comparée pour diverses configurations d'ailettes [1] ; à droite, une photographie du bout d'aile de l'Airbus A350

Au sein des laboratoires des plasmas ou des milieux ionisés, les décharges électriques sont étudiées afin d'identifier leurs propriétés chimiques, leur température et leurs propriétés lumineuses. Puis, récemment, une branche qui étudie les interactions avec les mouvements des fluides est apparue, dans cette optique, le projet européen PLASMAERO, a réuni 7 pays avec un budget de 5M€ sur 39 mois (2009-2012), pour explorer la possibilité d'utilisation de décharges électriques pour des applications en aéronautique [2].

L'actionneur plasma utilise cet état de la matière pour convertir l'énergie électrique en énergie cinétique, communiquée directement aux gaz, le terme électrohydrodynamique EHD est alors utilisé. Les études consacrées au contrôle des écoulements d'air utilisent le terme électroaérodynamique. Cette branche, favorisée par un intérêt grandissant, s'écarte de la première, dans les deux cas cependant, le travail consiste en l'étude des interactions entre les champs électriques, et la mécanique des fluides des écoulements.

Des travaux très intéressants dans ce domaine sont menés par un groupe de recherches à l'Université technique de Darmstadt, leur but est d'étudier l'influence des actionneurs plasma sur différents types de couches limites laminaires avec et sans gradients de pression. L'objectif global est la réduction de l'énergie nécessaire à la propulsion des véhicules. La démonstration de la faisabilité en vol de ce

type de commandes a été faite par un planeur motorisé de type Grob G109B équipé et homologué pour la réalisation de ces expériences. La figure 2 montre ce dispositif expérimental :



Figure 2 : Montage expérimental d'un actionneur EHD sur l'aile d'un planeur motorisé « Grob G109B » [3]

Ces travaux fournissent des données précieuses pour la modélisation, et la simulation du comportement physique interne des décharges. La complexité de ces modèles impose des moyens et des temps de calcul très importants. Un outil de simulation qui décrit, analyse et prédit les phénomènes de décharges dans des conditions déterminés est un avantage certain pour les chercheurs spécialisés dans cette discipline, il leur permettra d'optimiser l'utilisation, et la conception de ces systèmes par la simulation sur ordinateur réduisant la charge financière et celle de travail d'une recherche expérimentale.

Notre thèse s'inscrit dans la ligne de ces recherches, son but est d'améliorer la compréhension des effets de paramètres électriques, dans la modélisation des phénomènes de manipulation des couches limites, par l'action de plasmas froids. Ce travail de recherche numérique est une continuité des travaux sur la modélisation simplifiée du contrôle des écoulements d'air par des plasmas froids de décharge, à pression atmosphérique.

Nous présentons dans la suite de ce manuscrit, entre autres, le développement et les résultats de simulations de modèles numériques, représentant un actionneur EHD à décharge couronne constituée de deux électrodes filaires, cette présentation se fera suivant le plan de thèse suivant :

Le chapitre 1 est consacré à la revue bibliographique qui présente les méthodes de contrôle d'écoulements, leurs intérêts, et inconvénients, depuis les premières tentatives de Prandtl, jusqu'à l'avènement des méthodes des actionneurs plasma. Cette revue montre l'étendue des techniques utilisées actuellement et permet de comprendre la physique, et les avantages de l'actionneur à décharge couronne utilisée dans ce travail.

Le chapitre 2 de cette thèse fait une présentation des phénomènes physiques liés aux décharges électriques et aux plasmas, les champs puissants créent des espèces qui portent des charges électriques entraînent des processus physico-chimiques que nous allons décrire. Des paramètres physiques pour le classement des plasmas seront aussi définis. Ce qui permet de comprendre la complexité des phénomènes entrant en jeu dans le plasma créée par notre système, et par la même, d'apprécier la valeur d'une modélisation simple pouvant décrire et prédire les interactions avec les écoulements des fluides.

Le chapitre 3 montre, d'une manière détaillée les équations générales gouvernantes dans le cas des phénomènes physiques impliqués dans notre étude. Nous allons présenter les équations de la mécanique des fluides et celles de l'électricité, écrite dans le cadre de nos hypothèses, et procéder à la modélisation en constituer le système d'équations générales de notre problème. Ce dernier étant couplé, nous donnerons les étapes suivies et les hypothèses admises pour son découplage.

Le chapitre 4 est dédié à la simulation du fonctionnement de l'actionneur à décharge couronne, dans différentes situations, le vent ionique produit par les électrodes filaires est simulé par deux modèles numériques, basés sur la densité des charges électriques présentes dans le plasma créé par l'actionneur. Nous allons présenter le premier modèle, qui suppose cette densité constante, celui-ci a été validé par comparaison avec des travaux expérimentaux. Puis nous montrerons le développement du deuxième modèle qui prend en compte la distribution de ce paramètre le long de l'espace interélectrodes, nous présenterons ces effets sur les résultats, avec une comparaison entre les deux, qui permettra d'évaluer la qualité de chaque modèle et la pertinence des hypothèses formulées lors de la modélisa-

tion. La présence du milieu ionisé ne sera donc pas explicitement modélisée, nous expliquerons les avantages et les inconvénients de ce choix.

Les conclusions du travail présenté dans cette thèse, ainsi que les synthèses des résultats des simulations, seront données à la fin ce manuscrit, des perspectives envisagées pour de futures recherches seront données celles-ci étant nécessaires pour approfondir les connaissances sur le sujet.

Des informations complémentaires sur les étapes de la modélisation et de la simulation ainsi que sur les résultats de cette thèse seront donnés à la fin.

## CHAPITRE 1

### REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DU CONTROLE D'ÉCOULEMENTS

#### 1.1 Introduction

Les essais de contrôle des couches limites hydrodynamiques ont été, pour la première fois, mené par Ludwig Prandtl qui expérimente en 1904, le retardement de la séparation de l'écoulement de l'eau sur un cylindre, par succion du fluide. Les recherches sur ces procédés ont été très nombreuses durant cette période, en 1929 au concours de Guggenheim à New York, un biplan Handley-Page H.P.39 « Gugnunc » muni d'ailes à fentes, a été présenté, celui-ci est parvenu à réaliser des atterrissages et des décollages sur de très courtes distances, comparés aux avions de son époque. Les techniques ont évolué avec l'évolution d'autres technologies, ainsi, l'aéronautique, constitue un terrain idéal de recherche dès son début, en témoigne l'application sur un avion, de la technique d'aspiration de la couche limite dans les années 1930, aux USA.

De même que pour ces techniques conventionnelles, la science est parvenue à agir sur les mouvements des fluides par des décharges électriques. Depuis la première observation du vent ionique, les chercheurs ont essayé d'élargir les connaissances, ainsi, les travaux qui traitent de la modification, et du contrôle des écoulements d'air par le vent ionique se multiplient, faisant de l'éventualité de leur utilisation dans les moyens de transport aérien ou terrestre, une réalité.

Dans ce chapitre, nous allons introduire le sujet par quelques rappels sur la mécanique des fluides et les écoulements en couche limite, et les structures survenant dans cette région, avant de faire une brève revue des travaux sur les méthodes de contrôle des écoulements. Nous nous intéresserons par la suite plus profondément aux méthodes de contrôle par les actionneurs EHD utilisant le plasma créé par des décharges électriques à pression atmosphérique. Des commentaires sur ces travaux et une brève synthèse sur l'état des recherches cloront ce chapitre.

## 1.2 Rappels et généralités sur les écoulements

### 1.2.1 Régimes d'écoulement externes

Ludwig Prandtl publie en 1904 un article mentionnant des forces internes de frottements dans les fluides, le physicien allemand identifie cette couche restreinte aux premiers millimètres de l'écoulement des fluides se trouvant à la surface des corps immergés où les effets visqueux importants génèrent un grand gradient de vitesse c'est le début de la théorie de la couche limite (figure 1.1).

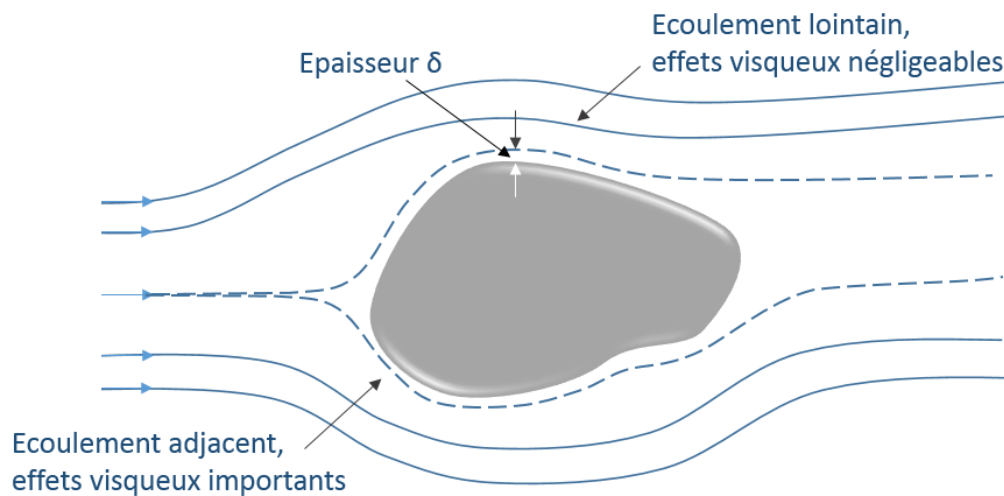


Figure 1.1 : Nature de l'écoulement d'un fluide autour d'un corps de forme arbitraire [4]

La limite supérieure de la couche limite définit son épaisseur  $\delta$ , qui joue un grand rôle dans cette théorie. Elle est formulée pour caractériser l'influence des frottements visqueux dans cette région. Sachant que la vitesse tangentielle évolue asymptotiquement de la paroi, vers la limite qui est la vitesse de l'écoulement externe, la convention est d'arrêter  $\delta$  à  $y$  où la vitesse a atteint 99% de la vitesse de l'écoulement libre, elle est donnée par l'expression (1.1) à la longueur  $L$  de l'écoulement sur tout corps solide, à condition que la couche limite reste effectivement confinée près du corps :

$$\delta = \left( \frac{\nu_i L}{U} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

Où  $\nu_i$  est la viscosité du fluide,  $U$  la vitesse d'écoulement libre de celui-ci.



L'écoulement est laminaire si les forces d'inertie sont faibles comparées aux forces de viscosité, la vitesse du fluide est tangentielle à la surface solide. Dans le cas où les forces visqueuses équilibrent les forces d'inertie, l'écoulement est en phase transitoire, une composante transversale de la vitesse apparaît. Immédiatement après, les forces d'inertie surpassent les forces visqueuses, l'écoulement garde la même orientation, mais les vitesses à l'intérieur deviennent complètement désorganisées, des structures tourbillonnaires peuvent surgir, cette phase est appelée, couche limite turbulente, (figure 1.2).

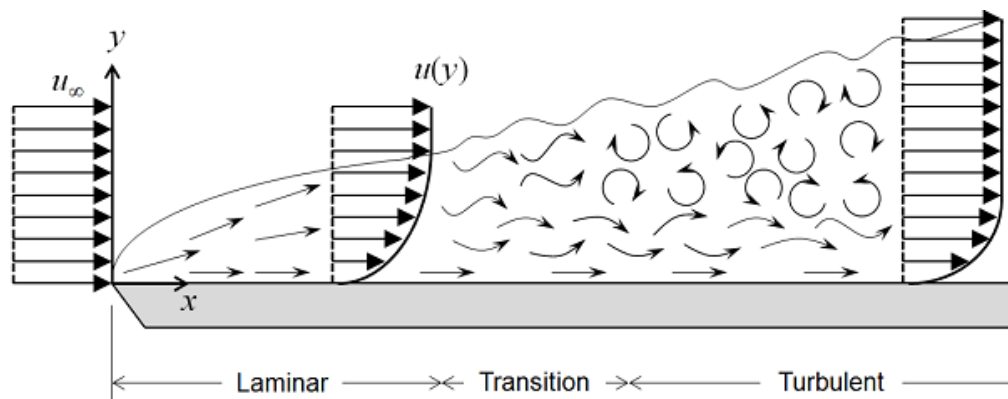


Figure 1.2 : Evolution des régimes d'écoulement sur une surface plane [5]

L'apparition de ces trois régimes d'écoulement est prédite par à un nombre sans dimension qui compare les forces d'inertie ( $\rho U L$ ), avec celles de viscosité ( $\mu$ ), c'est le nombre de Reynolds  $Re$  :

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu_i} \quad (1.2)$$

L'écoulement sur une surface plane est toujours laminaire près du bord d'attaque, l'évolution vers une turbulence pleinement développée commence par la phase transitoire à une distance  $x$  (à partir du bord d'attaque) donnée par le nombre de Reynolds critique  $Re_{critique}$  pour les écoulements externes :

$$Re = \left( \frac{U_\infty \cdot x}{\nu_i} \right)_{Critique} = 3.5 \times 10^5 \text{ à } 10^6 \quad (1.3)$$

Le mécanisme de passage est causé par des instabilités hydrodynamiques qui agissent sur l'écoulement laminaire et le perturbent le rendant de plus en plus complexe, l'on cite par exemple les instabilités, ou ondes de Tollmien–Schlichting (TS-waves), qui sont responsables de la transition vers la turbulence dans un milieu faiblement perturbé. Dans le cas d'une surface plane, la transition se fait suivant une séquence irrégulière de régimes laminaires et turbulents. En un point donné de l'écoulement laminaire, de petits tourbillons apparaissent de manière aléatoire, et se propagent le long de l'écoulement. Ils transportent des paquets de fluide à grande quantité de mouvement, ce qui perturbe d'autant la distribution des vitesses dans la direction normale à la surface, s'ensuit une augmentation des forces de frottement à la surface [6].

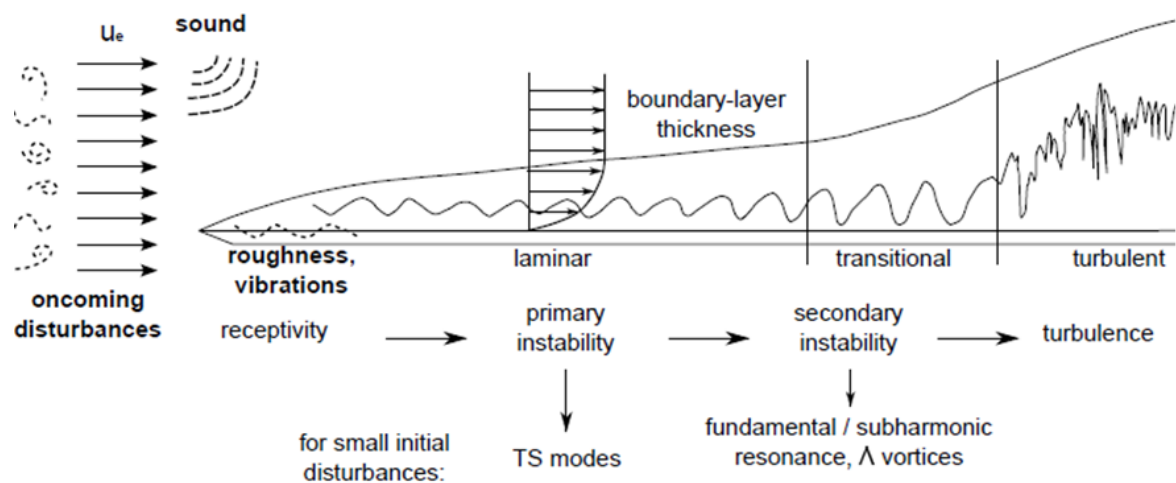


Figure 1.3 : Transition et turbulence sur une plaque plane [6]

### 1.2.2 Structures de la couche limite

Les structures des couches limites turbulentes ont fait l'objet de recherches intensives pendant ces dernières 70 années [7], principalement à cause de l'importance de leur compréhension dans les applications industrielles. Ces structures tourbillonnaires qui se manifestent sur une très large gamme d'échelles sont très complexes et dépendent suivant la définition de Hussain [8] à la fois du temps et de l'espace, on introduit alors la notion de structure cohérente pour designer ces phénomènes, la figure 1.4 montre une structure cohérente et son caractère multiéchelle :

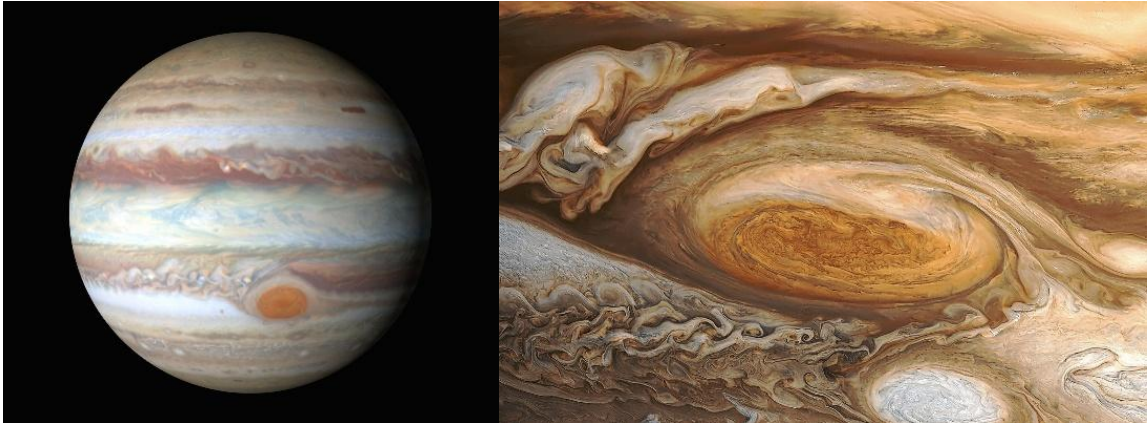


Figure 1.4 : Vue de la grande tache rouge (anticyclone) de la planète Jupiter [9]

### 1.2.2.1 Structure tourbillonnaire en fer à cheval

Cette structure a pour la première fois été identifiée par Theodorsen en 1952 [10], son modèle consiste en une vorticité formée en fer à cheval ou en épingle à cheveux « hairpin », évoluant le long de l'écoulement loin des parois, avec des sommets inclinés à 45 , et des largeurs proportionnelles à la distance de séparation de la paroi [11]. La figure 1.5 montre une représentation de ces structures :

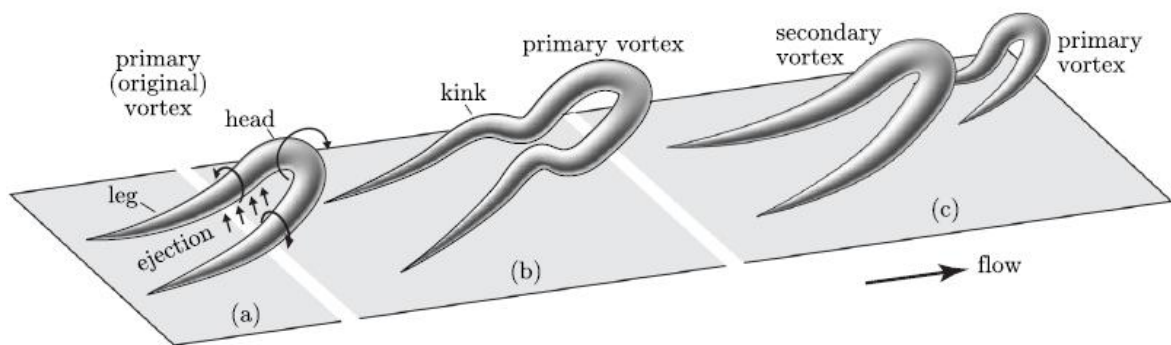


Figure 1.5 : Représentation des structures turbulentes en fer à cheval [11]

### 1.2.2.2 Stries de couche limite ou « Streaks »

Les stries longitudinales de la couche limite sont montrées sur la figure 1.6 par les résultats d'une simulation numérique, ces structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives sont localisées dans la région proche paroi et naissent suite à des perturbations aléatoires.

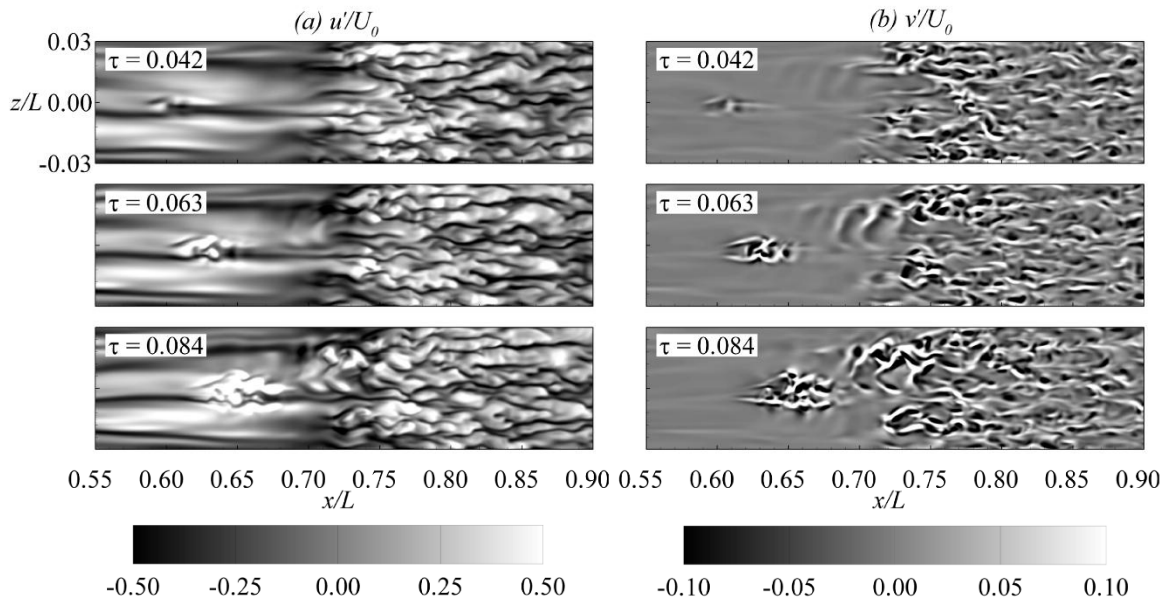


Figure 1.6 : Simulation de stries longitudinales dans une couche limite [12]

### 1.2.2.3 Phénomène d'éclatement tourbillonnaire ou « bursting »

La production de la turbulence dans la couche limite crée des structures qui, sous l'effet de leurs croissances éclatent et génèrent ces projections de fluide observables expérimentalement, ces phénomènes sont de nature intermittente, et sont montrés sur la figure 1.7 :

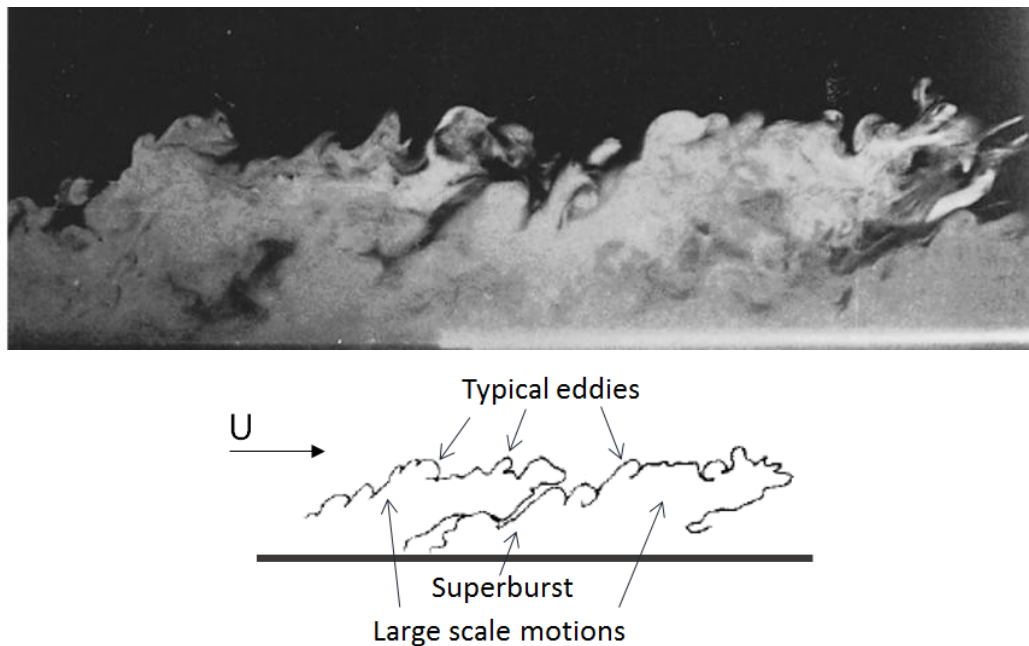


Figure 1.7 : Structures cohérentes dans une couche limite turbulente pleinement développée [13]

#### 1.2.2.4 Modèle de dynamique interne

Le mécanisme simplifié du cycle de production de la turbulence fait apparaître les structures de la couche limite décrite plus haut, les travaux de Robinson ont grandement contribué à l'identification des phases principales de ce mécanisme. Au début, l'écoulement non perturbé de la couche limite s'étire sous l'effet d'une légère perturbation et prend la forme d'un tourbillon en fer à cheval. Ce qui induit de fortes contraintes de cisaillement. Ce phénomène est connu sous le nom de «lift-up» [14]. La croissance de ces entités forme des poches de turbulence qui finissent par éclater (bursts) et provoquer un fort taux de cisaillement vertical  $\frac{\partial U}{\partial y}$ .

Après éclatement, du fluide à haute vitesse relative est propulsé vers la paroi engendrant une régénération des tourbillons. La conséquence de ce phénomène est la formation de stries de basse vitesse en très proche paroi. Dans cet état l'écoulement est sensible à une légère perturbation, qui peut provoquer un tourbillon en fer à cheval. Ainsi le cycle est autoentretenu en l'absence d'action de stabilisation [15] (voir figure 1.8).

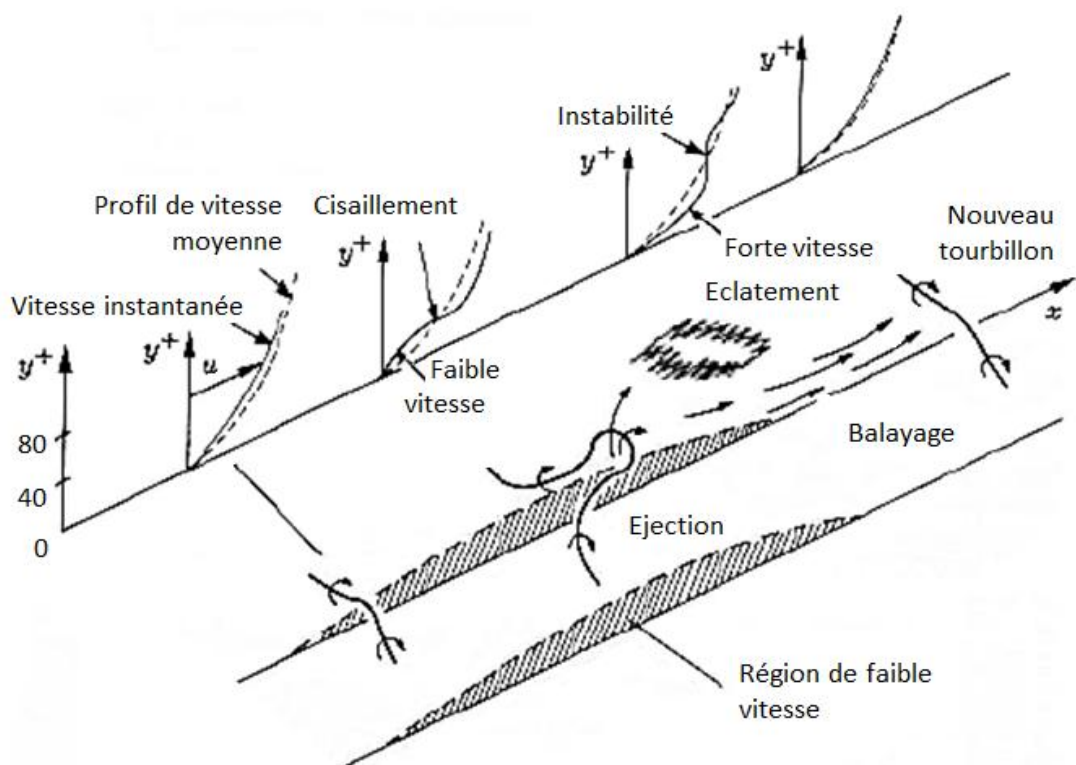


Figure 1.8 : Cycle de production de la turbulence [16]

### 1.2.3 Phénomène de séparation ou de décollement

Le décollement de la couche limite est un phénomène généralement non désiré, à cause de l'augmentation de la traînée qui l'accompagne, de l'instabilité du profil de son écoulement, ou dans le cas des profils d'ailes, de la perte de portance, ce qui fait de lui un phénomène dangereux.

Au voisinage d'un obstacle, l'écoulement est d'abord accéléré pour atteindre une vitesse maximale, puis, après une certaine longueur le fluide est décéléré à cause de l'augmentation de la pression statique (gradient longitudinal de pression adverse  $\frac{dp}{dx} > 0$ ), c'est le phénomène de diffusion de la pression [17].

En conséquence, la couche limite s'épaissit progressivement en même temps que la contrainte visqueuse à la paroi diminue. Les profils des vitesses présentent un point d'inflexion jusqu'au point de séparation où une position où la valeur la contrainte visqueuse à la paroi est nulle  $\mu \frac{\partial U}{\partial y} = 0$ . ce point, aussi appelé point de décollement est caractérisé par des écoulements de recirculation [17].

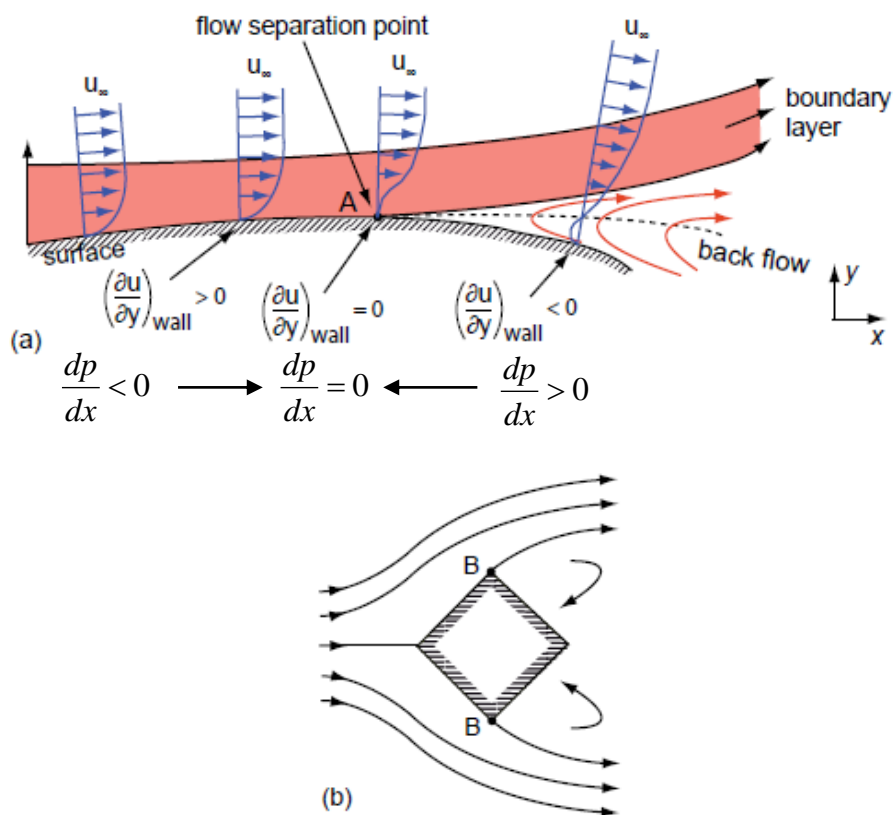


Figure 1.9 : Séparation des couches limites :

a- due à un gradient de pression adverse ; b- due à la géométrie [17]

La figure 1.9 montre deux cas de séparation des couches limites, le cas de séparation due à la pression adverse, et celui dû à la présence d'un obstacle, cependant, les deux peuvent être expliqués par la même logique [17].

#### 1.2.4 Phénomène de couche de mélange

Ce phénomène se manifeste lorsque deux écoulements parallèles de vitesse ou de densités différentes se rencontrent, généralement, derrière une plaque séparatrice mince. Cette zone est appelée couche de mélange cisailé libre, ils se forment à l'intérieur des structures transversales primaires, identifiées par Brown et Roshko (1974) et par Roshko (1976), elles sont provoquées par l'étirement des instabilités transversales de Kelvin-Helmoltz liées au caractère inflexionnel du profil de vitesse (laminaire ou turbulent) [18]. Voir figure 1.10 :

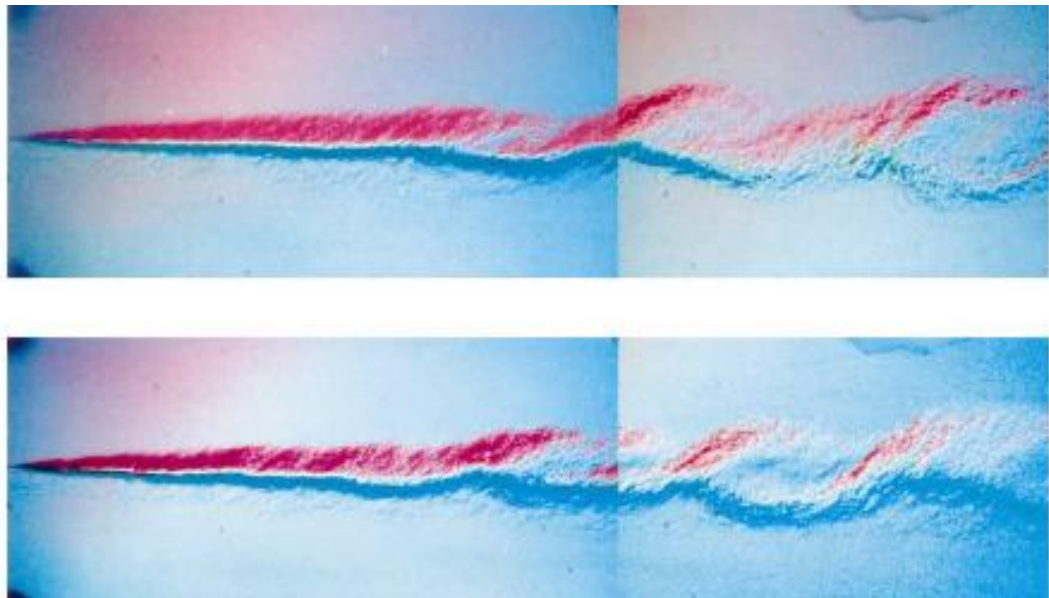


Figure 1.10 : Structures primaires créées par un écoulement à base d'hydrogène à 100 m/s (en haut) et un écoulement à base de nitrogène à 40 m/s (en bas), [18]

Bernal et Roshko (1986) ainsi que Lasheras et Choi (1988), ont montré la présence de structures secondaires, qui sont de petits tourbillons contrarotatifs longitudinaux qui prennent naissance entre les structures primaires. La Figure 1.11 montre une représentation en perspective de ces structures [19].

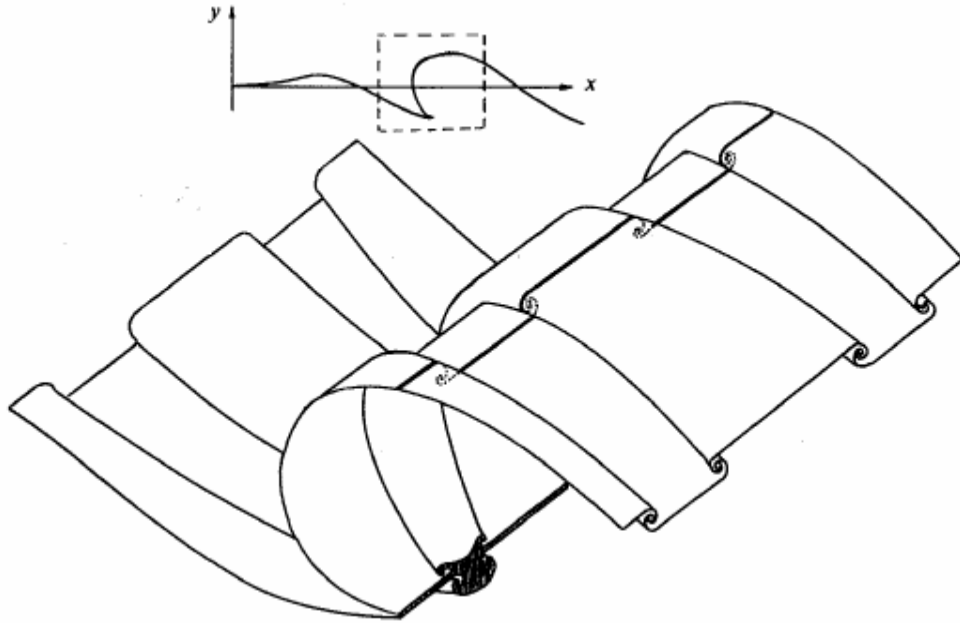


Figure 1.11 : Représentation en perspective des structures primaires et secondaires de la couche de mélange plane [19]

### 1.3 Contrôle de la couche limite

Le contrôle de la couche limite vise à modifier ou maîtriser les propriétés et les phénomènes naturels des écoulements, par des actions localisées, près des parois, dans les couches limites, puisqu'une grande partie des forces exercées par les fluides sur les corps solides prend source dans cette région. Ces actions locales doivent avoir un effet optimal, car, généralement, l'objectif est d'agir sur les propriétés et les interactions de l'objet immergé dans l'écoulement. Par exemple, diminuer la traînée de frottement d'une aile d'avion [20],[21], augmenter sa portance [22], ou empêcher le décollement éventuel de l'écoulement, avec des effets sensibles sur la traînée [23]. Ces actions mènent aussi à une réduction du bruit d'origine aérodynamique, généré par les surfaces solides [24]. Où interviennent sur la qualité des transferts thermiques [25].

La recherche de l'effet optimum d'une action de contrôle, donc d'un actionneur, mène souvent à considérer l'ensemble des phénomènes, et propriétés liés par la physique même de l'écoulement, la figure 1.12 montre les interactions entre les propriétés des écoulements sur les profils d'ailes, avec les actions de contrôle :



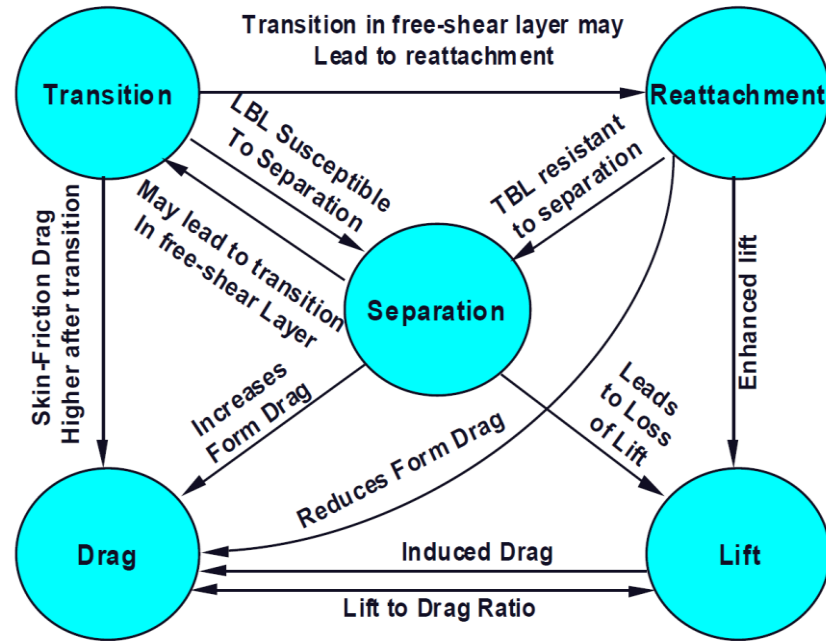


Figure 1.12 : Interactions entre les effets est les objectifs des différentes stratégies de contrôle [26]

Nous pouvons voir que pour obtenir plus de portance aux angles d'attaques élevés, une perturbation apportée à un écoulement laminaire pour le rendre turbulent et plus résistant aux gradients adverses de pression va fatalement augmenter les forces de trainées de frottement aérodynamique, et affecter le bruit généré par ces phénomènes en l'augmentant.

### 1.3.1 Stratégies de contrôle des écoulements

Dans la littérature, les stratégies de contrôle sont classées de façons différentes, toutefois, le classement qui se base sur l'énergie d'entrée du système et le type de sa boucle de contrôle, est très repris. Le procédé est actif s'il y a un apport d'énergie extérieure au système et passif dans le cas contraire. Le choix du type de contrôle appliqué est dicté par les valeurs du nombre de Reynolds et de Mach, ainsi que la nature des instabilités d'écoulement [26].

Le contrôle actif peut dans certains cas suivre une loi déterminée à priori sans informations instantanées sur le système. On parle alors de contrôle actif prédéterminé [26] (voir figure 1.13). Dans le cas du contrôle actif de type interactif, le système peut être soit autorégulé, lorsque tout écart par rapport à la position d'équilibre est corrigé, de façon à ramener le système dans son état régulé [26] ,

soit régulé par la présence d'une boucle de rétroaction qui modifie le système en fonction des informations d'entrée fournies par les capteurs [26] . Nous allons présenter des exemples de ces techniques plus loin dans ce chapitre.

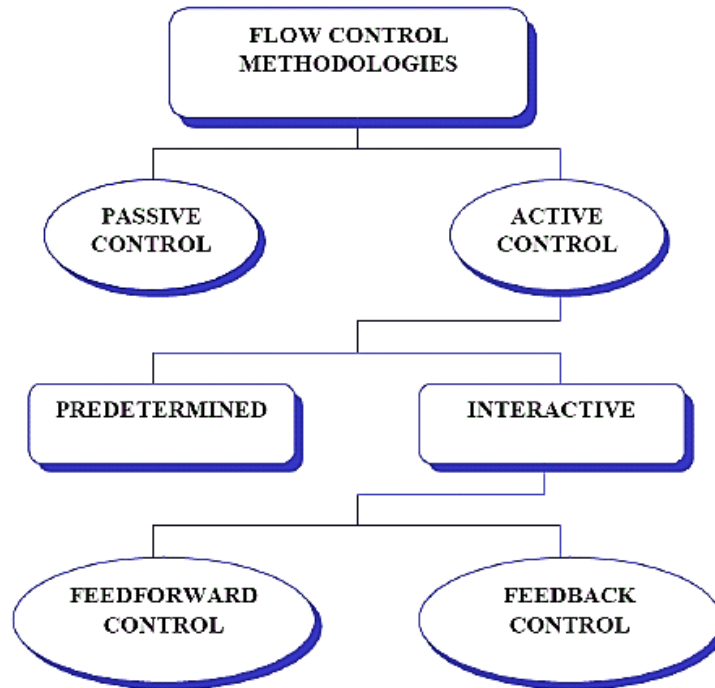


Figure 1.13 : Classification des stratégies de contrôle [27]

Mis à part quelques techniques qui se basent sur la création d'un gradient de pression, la majorité des actions visent le profil des vitesses. En présence d'un

décollement, la pente au niveau de la paroi  $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}$  est négative en aval du point

de décollement et positive en amont. L'équation de quantité de mouvement longitudinale pour une couche limite, écrite à la paroi, sans condition d'adhérence, et en tenant compte de la compressibilité et de la viscosité, permet de constater

qu'en diminuant ou au contraire en augmentant le terme  $\mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \right|_{y=0}$  on agit sur le

décollement d'une couche limite bidimensionnelle stationnaire :

$$\rho_w \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{y=0} + \rho_w u_w \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{y=0} + \rho_w v_w \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} + \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y=0} \left. \frac{\partial \mu}{\partial y} \right|_{y=0} \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = \mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \right|_{y=0} \quad (1.4)$$

La stabilité est plus importante lorsque :  $\mu \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \Big|_{y=0} < 0$  (avec  $u$  vitesses locales dans la direction de la paroi,  $y$  distance à la paroi) [28].

- Un profil de vitesse avec un point d'inflexion où  $\mu \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \Big|_{y=0} = 0$  est une condition nécessaire et suffisante pour induire des instabilités (viscosité négligée) [28].
- Le signe du terme  $\mu \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \Big|_{y=0}$  est déterminé par l'ensemble des termes de gauche de l'équation 2.3, [28]:

### 1.3.2 Méthodes de contrôle

#### 1.3.2.1 Le contrôle passif

Les techniques passives sont généralement basées sur l'adaptation des géométries pour modifier le gradient de pression :

Les générateurs de vortex gardent l'écoulement attaché sur les surfaces fortement inclinées en énergisant la couche limite avec la quantité de mouvement des tourbillons créés, ce qui réduit la traînée, sur la (Figure 1.14) cette technique est utilisée sur l'extrados d'une aile d'avion.



Figure 1.14 : Générateurs de vortex sur l'aile d'un avion

Les éléments ainsi ajoutés aux surfaces aérodynamiques sont fixes et inadaptés, ils apportent un poids, et une traînée supplémentaire pendant les phases où ils ne sont pas sollicités.

Les becs, volets et spoiler : sont utilisés en aéronautique, ils modifient l'écoulement soit par le changement du profil de l'aile ou dans d'autres cas en faisant parvenir de l'air vers l'extrados depuis l'intrados où règne une pression plus élevée ce qui permet d'augmenter la portance par exemple.

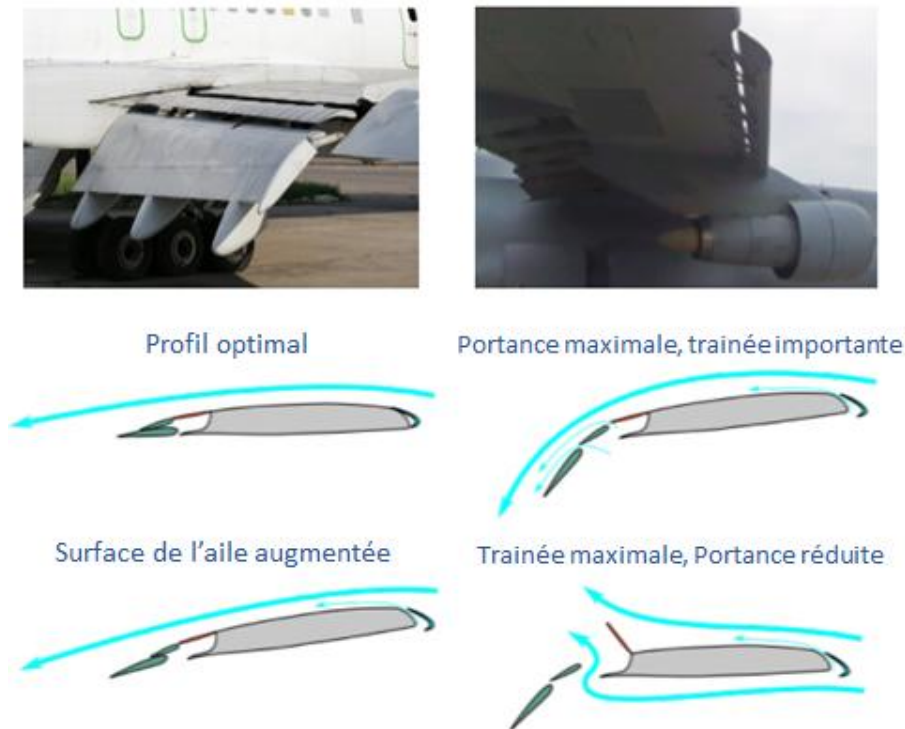


Figure 1.15 : Beccs et volets sur les ailes d'avions [29]

Cette technique apporte une solution en adaptant la géométrie au besoin par rapport à l'écoulement. Toutefois, l'actionnement des différents éléments requiert des mécanismes souvent sophistiqués et sensibles à l'usure et aux conditions d'utilisation, le poids de cet ensemble n'est pas à négliger.

La technique des parois complaites utilise des parois suffisamment flexibles pour se déformer sous l'action des efforts exercés par un écoulement. Cette interaction peut mener, sous certaines configurations d'écoulements, au retardement la transition vers la turbulence. Les premières études sur le sujet ont montré que les ondes de Tollmien-Schlichting, étaient stabilisées en présence de parois complaites [30]. Noter que si la paroi est équipée d'actionneurs, cette technique est classée dans la catégorie des systèmes de contrôle actif.

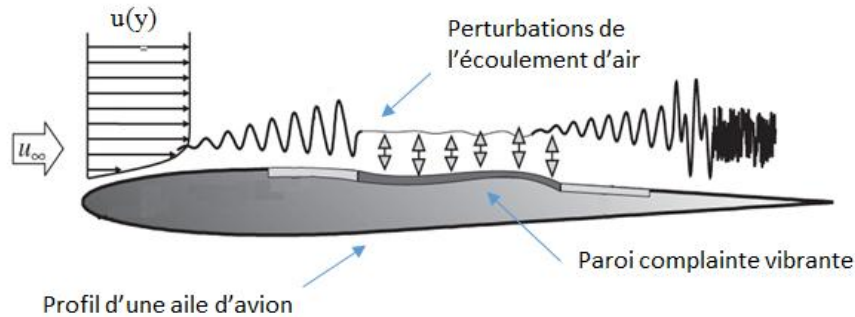


Figure 1.16 : Schéma du principe d'action de la technique des parois complaites [31]

Les résultats des études montrent un grand potentiel d'application dans le domaine de l'ingénierie navale, l'utilisation dans les véhicules terrestres ou aériens n'est pas envisageable, car les interactions paroi/air ne semblent pas être suffisamment efficaces. L'étude de Carpenter et al. 1990 [32] montrent que les résultats sur les ondes T-S ne peuvent être significatifs que si le fluide et la paroi sont de masses volumiques comparables ; cependant des études expérimentales plus récentes, montrent que le contrôle par des parois complaites vibrantes peut agir sur le décollement des écoulements d'air sur des profils d'ailes à des régimes subsoniques. Pour ce, Rusell et al. 2004 [33], ont utilisés une structure à paroi élastique en lieu et place d'un volet sur un profil NACA 4412. Une vibration à une fréquence de 240 Hz, parvient à énergiser la couche limite avec des résultats équivalents à ceux atteints par des systèmes pneumatiques.

### 1.3.2.2 Contrôle actif

Le travail de recherche dans ce champ est très important, et les techniques développées sont en constante évolution on cite :

La technique d'aspiration de la couche limite est, du point de vue historique, la première technique de contrôle d'écoulement utilisé. Elle a été expérimentée par Prandtl en 1904. S'agissant de son application en aéronautique, les premières tentatives connues ont été celles effectuées vers la fin des années 1930 à 1940 principalement dans les souffleries de la NACA, en Virginie aux USA, ces travaux ont montré la possibilité de maintenir un écoulement laminaire jusqu'à des nombres  $Re 10^7$  [34]. Le premier vol d'un aéronef utilisant cette technique eut lieu en 1941, avec un Douglas B18 équipé d'un panneau de tests avec des fentes d'aspiration sur l'aile gauche.

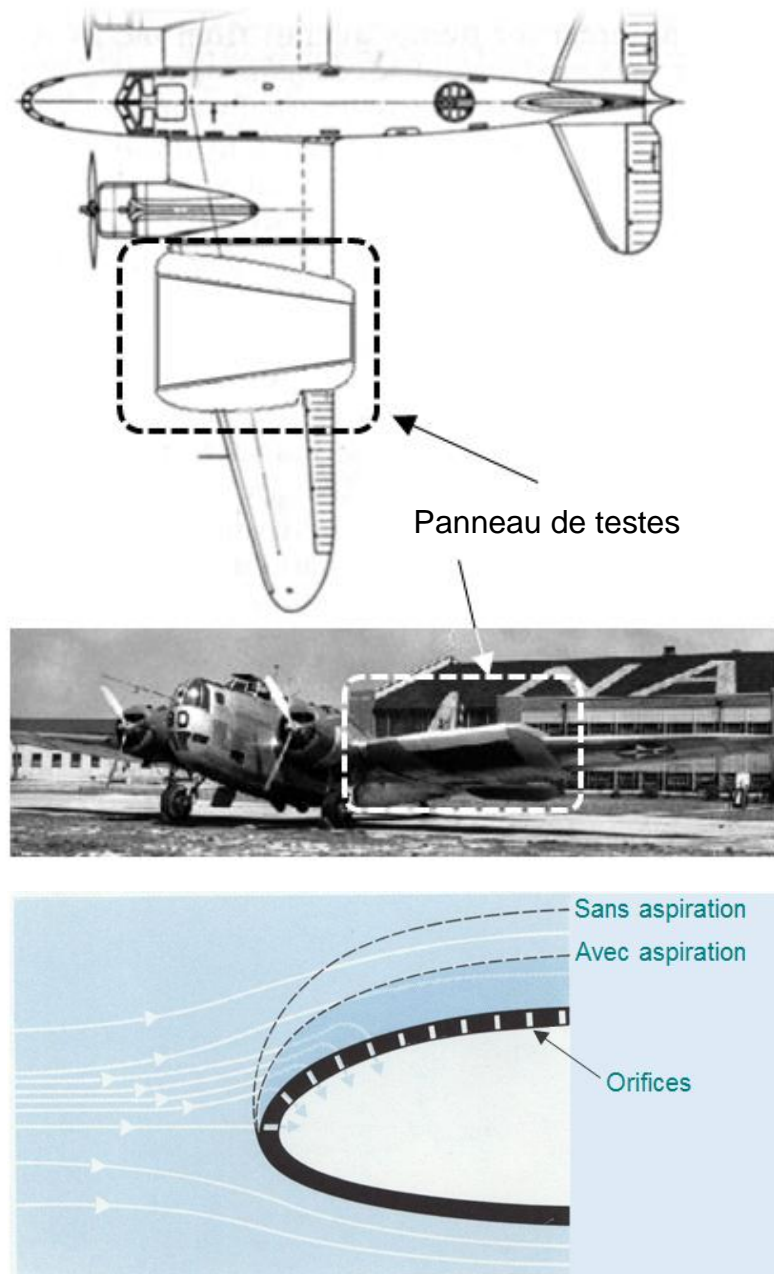


Figure 1.17 : Expérimentation de la technique d'aspiration de la couche limite (en haut) [34], Schéma de principe de la technique (en bas) [35]

L'aspiration du fluide régénère la couche limite près de la paroi, et agit sur le terme :  $\rho_w v_w \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0$  de l'équation (2.3), en imposant une valeur négative de la composante  $v_w < 0$  ce qui diminue l'épaisseur de la couche limite, et maîtrise son accroissement, modifiant ces caractéristiques de stabilité, en la rendant plus résistante au gradient de pression.

La technique de soufflage de la couche limite est utilisée pour injecter une quantité de mouvement au fluide par le biais d'un jet d'air, soit d'une façon normale, soit, dans la plupart des cas d'une façon tangentielle. Cette technique est très utilisée en aéronautique pour éviter le décollement lors de l'abaissement des volets des avions. Shun et al. 2011 [36] ont proposé un système original qui se base sur la génération de vortex sur l'extrados avec des jet d'air soufflé, ils ont les paramètres de buses de soufflage pour le rattachement de la couche limite sur un profil d'ail. Le jet synthétique est un cas particulier où le débit massique moyen est nul, cette technique est dite : excitation périodique. Par exemple, l'utilisation de haut-parleurs pour une excitation acoustique où la membrane sert de piston dont les vibrations produisent la vorticité [28].

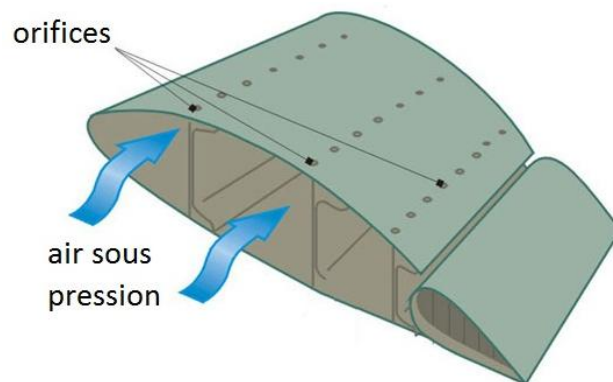


Figure 1.18 : Technique de soufflage de la couche limite sur une aile d'avion [37]

La technique des parois mobiles donne à la couche limite une vitesse  $u_w$  et agit sur le terme  $\rho_w u_w \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0$  de l'équation (2.3), en inculquant une vitesse de déplacement de la paroi en contact avec la couche limite, ceci peut si la vitesse est suffisante supprimer la couche limite, cependant la technologie nécessaire pour utiliser ces avantages est compliquée, et l'énergie nécessaire est importante, ainsi l'utilisation de cette technique n'a pas dépassé le stade des études.

La technique du chauffage/refroidissement de l'écoulement agit sur le nombre  $Re_{critique}$  en chauffant ou en refroidissant les parois, faisant varier la viscosité du gaz et le taux d'amplification des instabilités. Cette action se traduit sur l'équation (2.3) par une variation du terme  $\mu \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} \Big|_{y=0}$ .

Le  $Re_{critique}$  est augmenté par un refroidissement des gaz on obtient ainsi un avancement du point de transition d'une couche limite. Là encore, l'utilisation concrète de ce système est difficilement envisageable à cause des complications techniques et de la consommation énergétique.

Les deux techniques décrites précédemment, bien que largement rependues de nos jours, souffrent de quelques inconvénients liées aux moyens nécessaires pour leur mise en œuvre. Les tubes et les compresseurs utilisés pour le soufflage de l'air ou son aspiration pénalisent les engins par leur masse importante, la difficulté de placer les actionneurs dans certains endroits pour des raisons techniques comme le manque de place par exemple, et finalement la fiabilité générale de cet ensemble. Notez toutefois que la technique de soufflage est plus appréciée que l'aspiration, car l'on maîtrise mieux les conditions en bout de chaîne aux actionneurs, qui ne se trouvent plus obstrués par les poussières, et les résidus présents dans l'atmosphère.

La technique des systèmes microélectromécanique MEMS se base sur le contrôle par l'excitation provoquée par un soufflage et une aspiration successifs sur un écoulement ( voir figure 1.9).

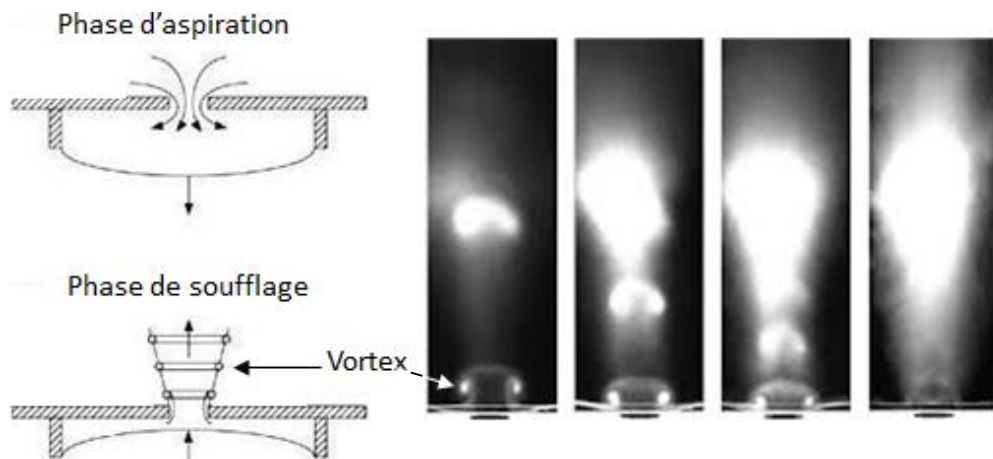


Figure 1.19 : Système microélectromécanique [38]

Cette action permet d'agir sur la couche limite et modifie la transition et/ou la séparation. Seifert et al. 1993 [39] ont expérimentalement démontré qu'une excitation périodique est plus efficace qu'un système de soufflage de la couche limite pour le contrôle de la séparation sur un profil d'aile NACA 0015, ils concluent éga-



lement que l'action doit être appliquée au plus près de la zone de séparation. L'étude de Lee et al. 2003 [40] suggère que la fréquence des excitations est plus importante que leurs amplitudes pour l'efficacité de ce type d'actionneurs. Les études menées sur ce sujet sont très nombreuses et concernent également l'amélioration de l'écoulement sur les véhicules terrestres, par exemple, Pierric et al. 2013 [41] ont expérimenté cette technique pour la réduction de la traînée d'un demi corps d'Ahmed, leurs résultats indiquent que les actionneurs ont plus d'efficacité sur la réduction des instabilités hydrodynamiques quand ils sont placés en amont de la zone de formation de la bulle de séparation de l'écoulement.

Les actionneurs micro électro mécanique se caractérisent par un fonctionnement relativement simple, toutefois, comme leur nom l'indique, leurs tailles est très réduite, ce qui, augmente significativement le cout de leur fabrication, ces systèmes sont également très sensibles aux conditions atmosphériques et à la pureté de l'air. D'un autre côté, ils apportent une réactivité de fonctionnement jamais atteinte par les autres techniques, et sont faciles à placer sur les surfaces selon les besoins de la conception.

Les techniques basées sur les plasmas utilisent cet état de la matière sensible aux champs électrique et/ou magnétique pour manipuler les fluides, c'est un champ de recherche relativement récent, qui s'intéresse aux modifications que provoquent différents dispositifs, simples, fiables, et très réactifs, sur les plasmas créés localement dans l'écoulement, ces techniques se divisent, de par le moyen de création du plasma en deux groupes, la magnétohydrodynamique « MHD », et l'électro hydrodynamique, objet de notre travail.

Les actionneurs plasma de type EHD, utilisent un champ électrique important pour produire des espèces positives et négatives au sein de l'air. La présence du champ électrique, provoque le mouvement de ces espèces et leurs collisions entre elles, ainsi qu'avec les particules neutres. Ces phénomènes, qui seront décrits en détail dans la suite de cette thèse, finissent par créer un vent ionique qui transmet une quantité de mouvement au fluide et permet, dans une certaine mesure de contrôler son écoulement. Les travaux de Myron Robinson au cours des années 1950 [42], traitent des décharges couronne et du vent ionique, et constituent une étape importante, ainsi que le début des études de ces phénomènes appliqués au

contrôle d'écoulements. Il propose une synthèse bibliographique exhaustive, et donne un modèle qui lie la vitesse de l'air induit, à la racine carrée du courant de la décharge électrique [42]. Il publie entre 1960 et 1962 des articles importants qui devancent les recherches en EHD.

En 1968, Pierre Atten [43] propose la première étude de l'effet des décharges sur des écoulements de couches limite et soumet la première étude de caractérisation des forces en électro hydrodynamique. A la même année, Velkoff et Ketcham réussissent à retarder la transition vers un écoulement turbulent d'air à l'aide décharge électrique.

Les travaux publiés par les chercheurs durant cette période sont relativement peu nombreux, et se concentrent sur l'expérimentation. L'apparition des moyens de simulation puis leur généralisation depuis les années 1990, a permis d'approfondir les travaux, c'est ainsi que le nombre des publications dans ce domaine a significativement augmenté, avec l'évolution de la modélisation des phénomènes physiques du plasma, et de ces interactions avec l'aérodynamique.

Suivant le type de décharge utilisée, on différencie deux types d'actionneurs :

- Les actionneurs à décharge à barrière diélectrique, qui se caractérisent par la présence d'une couche d'un matériau diélectrique séparent les électrodes pour éviter le passage à l'arc. Historiquement, la première expérience sur une décharge DBD volumique a été conduite par W. Siemens en 1857 qui l'a utilisé pour produire de l'ozone. La décharge DBD de surface n'a été proposée qu'au début des années 1990 par J. R. Roth à l'Université du Tennessee, cette configuration est une modification de la DBD volumique dénommer OAUGDP (One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma), protégée par un brevet déposé en 1995. Kogelschatz 2003 [44] propose un article très complet sur ce type de décharges depuis leur invention, ainsi que leur physique et leurs applications.

- Les actionneurs à décharge couronne (ou à effet Corona) volumique est constituée de deux électrodes métalliques séparées par un gaz. Pour induire ce type de décharge, une des électrodes (alimentée par une très haute tension) doit être de faible rayon de courbure. La seconde électrode est généralement reliée à la masse. Dans le chapitre suivant, nous nous intéresserons à ce dernier action-

neur, en donnant les détails des phénomènes physiques identifiés, et survenant lors de son fonctionnement.

#### 1.4 Intérêts d'utilisation

Le procédé qui se base sur l'électro aérodynamique pour modifier les écoulements présente, au-delà de son aspect innovant, bien d'autres intérêts. En premier lieu, les moyens nécessaires pour la réalisation des dispositifs ne sont autres que des électrodes métalliques et des équipements qui les alimentent et les commandent en électricité (Génératrices et câblages électriques, unités de gestion électronique), se sont ainsi des éléments existants très éprouvés, les systèmes convertissent directement l'énergie électrique en une énergie cinétique (communiquée au gaz) ce qui garantit la fiabilité.

Un gain sur le poids du système est aussi possible. Pour des résultats comparables, une économie de plusieurs kilogrammes est faite sur les conduits d'airs pressurisés, et les compresseurs nécessaires pour un système de soufflage, par exemple. Petz & Nitsche dans leur travail sur le rattachement de l'écoulement sur une aile de 1.55 m avec un volet, indiquent un surpoids de plus de 2 kg pour 11 actionneurs de soufflage, et leurs conduits d'alimentation en air, les actionneurs EHD sont ainsi plus légers [45].

Un système EHD, comparé aux procédés conventionnels, sera moins encombrant du fait de sa simplicité, cela permet de l'installer dans des endroits plus étriqués, ce qui lui procure une grande souplesse d'utilisation, pour des actions plus ciblées sur les écoulements, ceci permet, par la même, une interaction très limitée avec l'écoulement quand il n'est pas utilisé.

Nous évoquons en fin la grande réactivité de ces systèmes qui découle de la nature du courant électrique, en effet, l'utilisation d'un courant à de grandes fréquences permet de créer des décharges pulsées (donc une action pulsée) avec un intervalle très court à l'opposé de l'action ininterrompue produite par un courant continu [46].

Avant de conclure ce chapitre, il est nécessaire de citer les travaux du projet PLASMAERO (Useful plasma for aerodynamic control) qui ont porté entre, 2009 et 2012, sur la possibilité de l'exploitation des plasmas froids de décharge pour des

applications aéronautiques, plusieurs types et configurations d'actionneurs ont été étudiés sur des sujets variés liés aux applications en aérodynamique, et sur la physique des plasmas elle-même. Les systèmes d'écoulement étudiés ont été choisis pour représenter l'écoulement externe des avions, avec une possibilité d'applications pour des écoulements internes, par exemple :

- Les écoulements séparés sur les profils d'ailes ;
- La couche limite de transition ;
- L'amélioration des écoulements laminaires ;
- Etudes sur le bruit aérodynamique des bords d'attaque.

Parmi les résultats principaux de ce projet, nous pouvons citer :

- Les travaux du projet ont permis, par des recherches numériques et expérimentales, de classer et d'identifier les actionneurs et les types de décharges susceptibles d'agir efficacement sur les écoulements aérodynamiques ;
- Les recherches ont permis de prouver la possibilité d'utilisation de ces techniques dans des conditions atmosphériques réelles, et sur de petites plateformes ( type UAV) ;

Finalement le rapport émet à donner des recommandations pour les travaux futurs, et exprimer entre autres la nécessité d'améliorer la modélisation des interactions des plasmas avec les écoulements [41].

### 1.5 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, quelques notions en mécanique des fluides et les écoulements en couche limite, nous avons aussi, décrit les phénomènes et structures propres à cette région très importante des écoulements des fluides, comme les structures cohérentes de la turbulence ou le phénomène de séparation de la couche limite. Nous avons montré qu'une grande partie des forces exercées sur les corps immergés lors des mouvements prenaient naissance dans la couche limite, d'où la nécessité de comprendre et de maîtriser ces mécanismes pour pouvoir les contrôler.

Nous avons par la suite, passé en revue les différentes stratégies de contrôle des écoulements, en accordant plus d'importance aux méthodes actives, leur but étant de contrôler la couche limite, et les phénomènes hydrodynamiques qui s'y manifestent, particulièrement les phénomènes liés à la turbulence, nous avons présenté quelques méthodes avec leurs effets caractéristiques, leurs avantages et inconvénients. Il ressort de cette synthèse que ces méthodes, bien que très efficaces, s'appuient généralement sur des systèmes avec des éléments mobiles donc complexes, qui réduisent la fiabilité mécanique et la longévité et augmentent le poids et/ou la traînée, Il est toutefois intéressant de souligner le développement des technologies MEMS qui offrent des résultats très encourageants avec un degré moindre de complexité et une fiabilité accrue.

Une revue bibliographique du contrôle des écoulements par plasmas a été proposée en fin de chapitre, ce champ de recherche récent montre un bon potentiel d'application, les études et les moyens dépensés dans ce sens confirment l'intérêt des scientifiques et des industriels pour ce sujet. Nous avons exposé les avantages en termes de simplicité de conception et d'utilisation, ainsi que la réactivité des actionneurs EHD. Dans les chapitres suivants, nous allons présenter, avec des détails, les phénomènes survenant pendant le fonctionnement de ces actionneurs, et nous ferons un état de l'art.

## CHAPITRE 2

### PLASMAS FROIDS DE DECHARGES ET INTERACTIONS AVEC L'AERODYNAMIQUE

#### 2.1 Introduction

Les forces électrostatiques étaient connues dans l'antiquité, l'homme savait qu'une pierre d'ambre frottée à une étoffe pouvait attirer de très petits objets. Toutefois les phénomènes de répulsions électrostatiques ne sont reportés qu'en 1629 par le philosophe italien Nicolaus Cabeus qui les décrit dans son œuvre " Philisophia Magnetica " [47]. Quelques décennies plus tard, en 1672, Otto Von Guericke, un scientifique allemand, invente une machine à générer de hauts potentiels électriques et recrée, artificiellement, les phénomènes de décharges électriques.

Au 18<sup>e</sup> siècle, les scientifiques sont parvenus à faire le lien entre la foudre et l'électricité. En effet, vers 1750, l'abbé Nollet et Franklin établissent des points similaires entre la foudre et les étincelles. En 1752, Dalibard mena une expérience qui permit de confirmer que de la foudre était de nature électrique, en dressant en hauteur, pendant une tempête, un mat métallique relié à un condensateur (une bouteille de Leyde) . Le scientifique put constater la présence d'étincelles après que la foudre ait frappé le mat.

En 1878, William Crooks, découvre à l'aide d'un tube de verre muni d'électrodes que le nuage luminescent, créé à l'intérieur pendant la décharge électrique était sensible au champ magnétique d'un aimant. Le scientifique venait de créer un plasma. Il faudra plusieurs décennies de travaux et de découvertes scientifiques pour caractériser correctement cet état de la matière. Les physiciens, américains Langmuir et Tonks travaillant sur les tubes à décharge en 1923, donnèrent le nom « Plasma » tiré du grec « matière informe » à ce gaz ionisé, électriquement neutre au niveau global.

Le nom « plasma » englobe une très grande variété d'objets physiques de températures et de densités très différentes. Cet état n'est présent sur terre qu'à travers les aurores polaires, la foudre ou le feu, tandis qu'il constitue l'essentiel de notre univers, dans les étoiles, et les espaces intergalactiques. Nous allons expliquer, les particularités physiques de cet état, et sa création dans le domaine des applications EHD, l'importance sera accordée aux décharges couronnes qui sont le sujet de cette thèse.

## 2.2 Décharges hors équilibre à pressions atmosphériques

Le plasma est un état de la matière, où l'énergie d'agitation thermique des molécules et des atomes constituant un gaz est suffisante pour que, lors de collisions entre ces particules, un électron puisse être arraché à l'une d'entre elles. Ce phénomène d'ionisation est d'autant plus fréquent que la température est élevée. Dans une enceinte confinée, sous vide partiel ou à pression atmosphérique, dans laquelle on injecte un gaz, on peut générer un plasma en transférant de l'énergie à ce gaz par l'action d'une décharge électrique, par un système d'électrodes sous un champ électrique important, c'est une conversion directe de l'énergie électrique en énergie cinétique, puis en énergie d'excitation et d'ionisation des molécules. Aussi, on désigne par décharge le phénomène électrique permettant d'ioniser un milieu gazeux.

Les particules chargées formées (électrons, ions) convertissent l'énergie électrique reçue par le système en énergie cinétique. Dans le cas des électrons, du fait de leurs masses réduites, ceux-ci emmagasinent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collision avec les particules plus lourdes du gaz, leur excitation ou dissociation et donc l'entretien de l'ionisation.

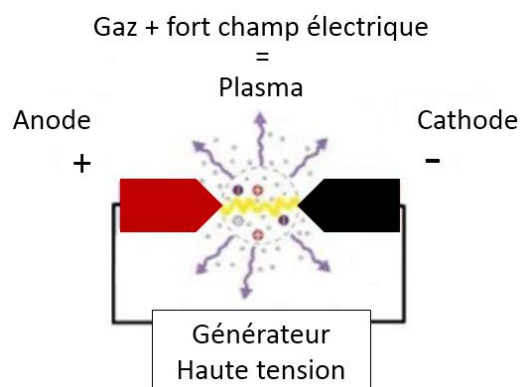


Figure 2.1 Principe de la production de plasma par une décharge électrique

## 2.3 Chocs élastiques et inélastiques

Les particules chargées, sous l'influence des forces de Coulomb dues au champ électrique, entrent en collision avec les espèces chimiques présentes dans le gaz. Ses collisions sont élastiques, ou inélastiques. Dans les chocs élastiques, les molécules conservent la même structure, seule leur vitesse augmente et du point de vue macroscopique, l'énergie cinétique du système reste inchangée. Dans les chocs inélastiques, l'énergie de la particule incidente est suffisante pour que la particule heurtée passe à un niveau excité supérieur ou soit ionisée. Les propriétés macroscopiques du gaz sont donc modifiées par un nombre important de réactions physico-chimiques dues aux chocs inélastiques, ces réactions sont :

- L'excitation : L'atome passe d'un état fondamental à un état excité lorsqu'il a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un de ces électrons passe à un niveau orbital d'énergie supérieure.
- L'ionisation : l'énergie de la collision est suffisante pour qu'un des électrons de l'atome soit arraché. L'électron peut s'éloigner à l'infini, ou être attaché à un autre atome (attachement).

Ainsi que les phénomènes de désionisation :

- La recombinaison : c'est le phénomène d'attachement de particules lorsqu'un électron rencontre un ion positif ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent.
- Le détachement : est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire.

## 2.4 Caractérisations des plasmas de décharge

### 2.4.1 Propriétés physiques

William Crooks fut l'un des premiers scientifiques à étudier l'interaction de l'électricité avec les gaz. Grâce à ses expériences sur le tube qui porte son nom, il découvre en 1878 que la lueur qui jaillissait lors du passage du courant était attirée par un aimant. Depuis, le concept de plasma a permis de faire le lien entre les phénomènes électriques et leur effet sur les gaz et l'on a pu expliquer l'origine des phénomènes naturels tels que la foudre, le feu, ou les aurores boréales.



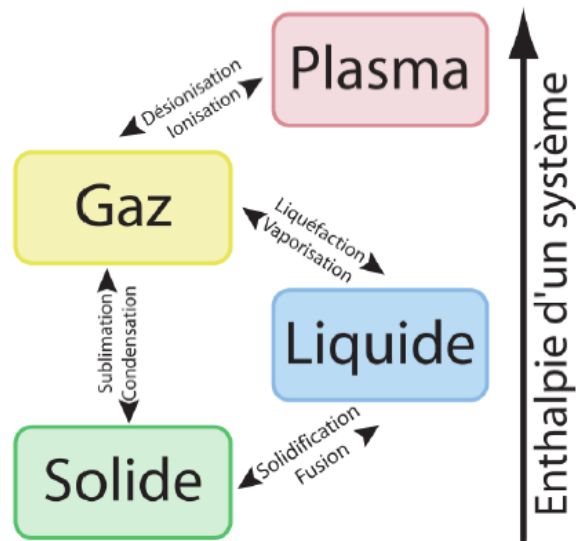


Figure 2.2 : Changements d'état de la matière [48]

Le plasma est un ensemble, plus ou moins dense, de particules ionisées. Les paramètres suivant sont utilisés pour les caractériser :

- La densité électronique  $n_e$  : c'est le nombre d'électrons libres par unité de volume. Ce paramètre est lié au taux d'ionisation  $\tau$  :

$$\tau = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (2.1)$$

avec  $n_e$ : la densité électronique ( $m^{-3}$ ),  $N$  : densité de particule neutre ( $m^{-3}$ ).

Le rapport  $n_e/N$  est parfois utilisé pour représenter l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions électrons/neutres ou ions/neutres. Si :  $n_e/N > 1\%$  le plasma est dominé par les processus radiatifs, dans le cas contraire les processus réactifs dominant.

- Température électronique  $T_e$ : C'est la température absolue en Kelvin (K) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique  $kT_e$  (en électron-volt eV) avec  $k$  la constante de Boltzmann, sachant que  $1 kT_e \approx 1,4 \times 10^4$  K.
- Libre parcours moyen  $\lambda$  : C'est 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  $\lambda_D$  : Définis la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issu d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signes opposées.

#### 2.4.2 Classification des plasmas

L'organisation des composants de la matière, atomes ou molécules, lui donne des aspects et des propriétés différentes. Pour les plasmas, les paramètres cités plus haut, permettent de distinguer deux grandes catégories : les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ».

Les plasmas froids dont la température des électrons de l'ordre de 1 eV jusqu'à  $10^4$  K est suffisante pour provoquer un taux élevé de collisions inélastiques. Cette température est supérieure à celle des molécules du gaz qui restent à température ambiante. Cet état hors équilibre thermodynamique convertit l'énergie injectée en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique.

Les plasmas thermiques dont les températures des espèces chargées et des molécules sont presque égales , généralement de plusieurs milliers d'électronvolts. Ce système est en équilibre thermodynamique.

Sur terre la matière n'existe pas sous cet état, hormis dans les aurores boréales ou les éclaires ; en laboratoire cependant, les scientifiques recréent plusieurs types de plasmas pour la recherche, la figure 2.2 montre ces catégories :

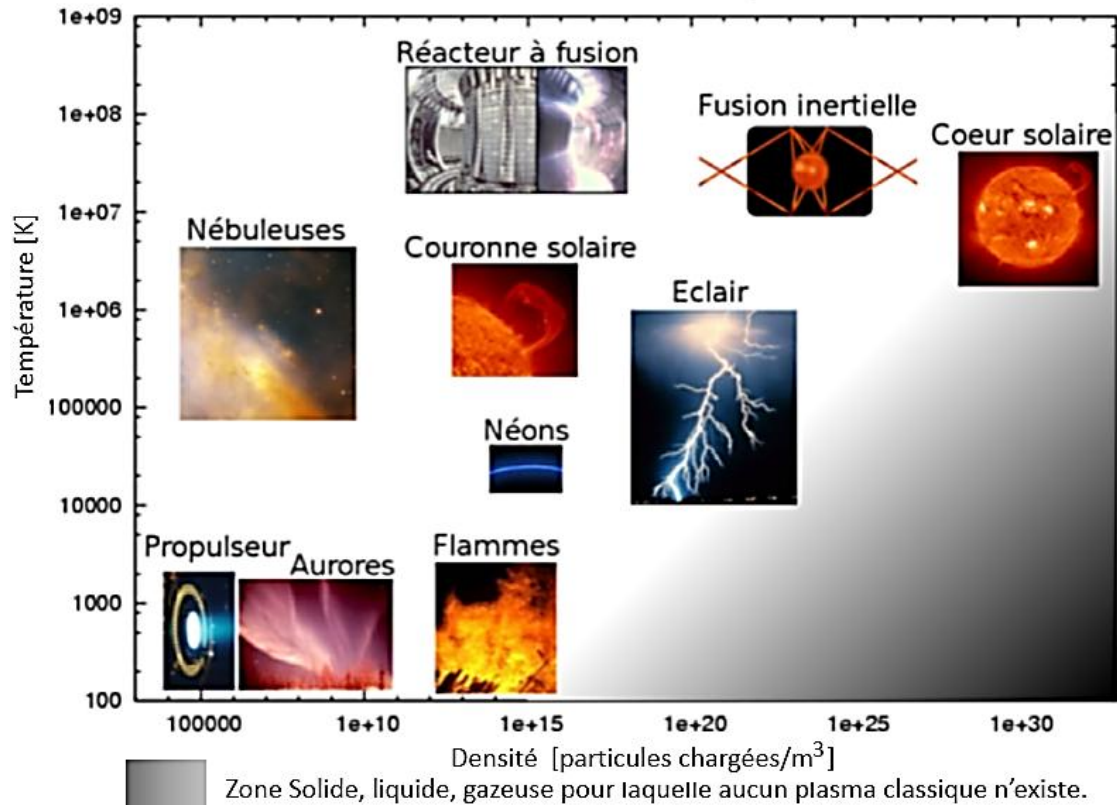


Figure 2.3 : Catégories de plasmas [49]

### 2.4.3 Mécanismes et processus physiques des décharges électriques

Un électron est accéléré sous l'influence d'un champ électrique uniforme  $E = V/d$ , (où  $V$  est la différence de potentiel appliquée entre deux électrodes séparées d'une distance  $d$ ) et peut ioniser des atomes ou des molécules, suivant la réaction:  $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$ . Une particule chargée est donc formée par l'ionisation d'une espèce, un électron supplémentaire est ainsi libéré, et est aussi accéléré, acquérant une énergie susceptible d'ioniser une autre particule. Ce mécanisme d'ionisation successive est connu sous le nom « d'avalanche électronique » ou « décharge de Townsend ». Afin que la décharge soit autoentretenu, tout électron qui quitte la zone d'ionisation doit être remplacé. Chacun 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. Toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace interélectrodes soumis au champ électrique, et générer un courant électrique, le courant de décharge. Celui-ci varie avec la variation de la tension appliquée, la figure 2.4 [19] montre cette variation qui correspond à l'apparition de quatre régimes de décharge :

- Régime I : la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou du rayonnement cosmique induit un courant est très faible (l'avalanche électronique ne peut être initiée par ce courant).
- Régime II : le courant reste faible , ici le processus d'avalanche se déclenche quand la tension atteint la valeur seuil  $V_0$ , le champ appliqué est suffisant pour qu'un électron ionise une autre particule. Cependant l'auto-entretien n'est pas encore atteint. Pour cela, une source d'énergie complémentaire est requise, ce régime est appelé régime de Townsend non entretenu.
- Régime III : le courant augmente très rapidement avec l'augmentation de la tension, la condition d'auto-entretien est atteinte et la décharge ne s'éteint plus.
- Régime IV : le courant est très important, car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace interélectrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques.

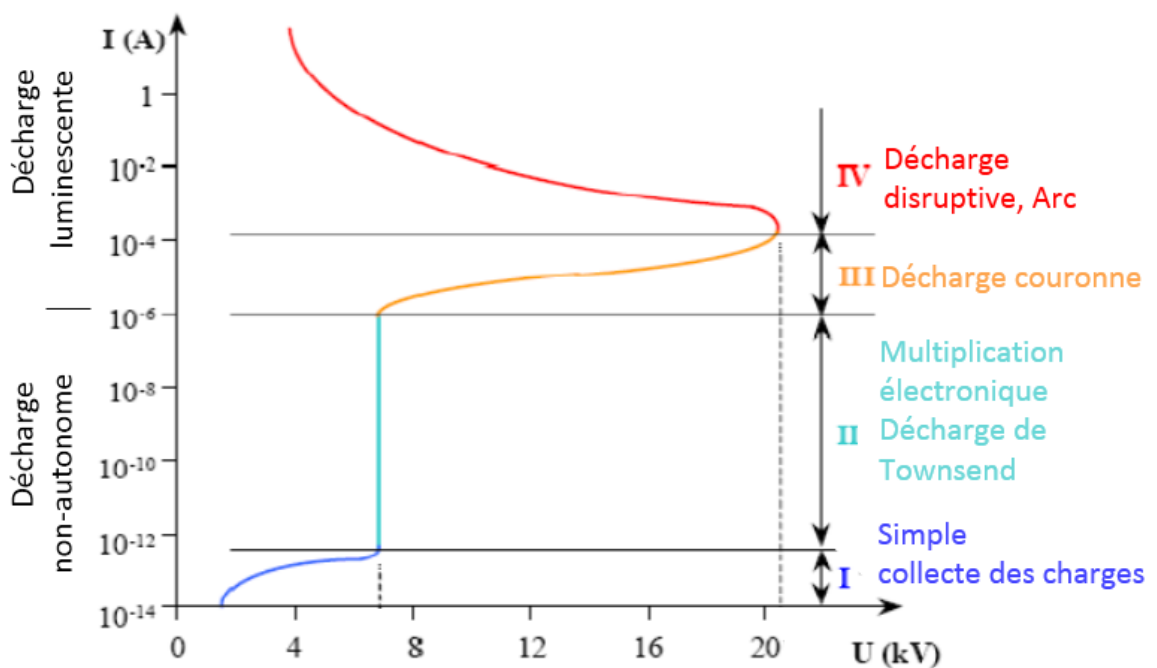


Figure 2.4 : Caractéristiques courant-tension des décharges électriques en courant continu et à pression atmosphérique [19,50]

#### 2.4.4 Les décharges électriques à pression atmosphérique

Se basant sur cette classification, on peut dire que les décharges électriques sont des plasmas froids générés par de grandes tensions électriques qui sont gé-

néralement créées à basse pression (tube à néon par exemple) vu la facilité de maîtriser les conditions de décharge (pression et nature du gaz). Les décharges à pression atmosphérique sont d'une tout autre complexité, car en plus de la pression relativement élevée de l'atmosphère, l'air est un mélange gazeux, dans certains cas, de composition variable.

Les torches à plasmas, la décharge à barrière diélectrique, et la décharge couronne sont des exemples de ces décharges, C'est l'étude de la décharge couronne que nous allons détailler.

## 2.5 Décharges Couronnes « volumiques »

### 2.5.1 Mécanisme de la Décharge Couronne

La forme en couronne autour des électrodes en pointes a donné le nom à ce type de décharge, ce phénomène est le siège d'une forte activité physicochimique, dont les mécanismes, très complexes font l'objet de nombreuses études par les physiciens des plasmas, car ils ne sont pas totalement connus. Nous allons dans la suite de ce paragraphe faire l'état des connaissances et des travaux dans cette branche.

#### 2.5.1.1 Principe et géométrie de la décharge

L'origine de ces décharges montrées sur la Figure 2.3 dans la zone III : décharge luminescente, est une forte non-uniformité du champ électrique, obtenue lorsqu'une surface à faible rayon de courbure est soumise à une forte tension, à partir de quelques kV, établis entre une électrode active et une électrode passive (reliée à la terre). Près de la surface active, la tension varie fortement sur une courte distance, créant ainsi un fort champ électrique.

Dans le cas d'une configuration d'électrodes, pointe – plaque ( voir figure 2.5 ), Hartmann (1977) a établi une expression du champ électrique E le long de l'axe de symétrie x passant par l'axe de la pointe, donnée en fonction du potentiel V imposé à celle-ci :

$$E(x) = \frac{V}{\left(x + \frac{r}{2}\right) \ln\left[\frac{2d+r}{r}\right]} \quad (2.2)$$

Où  $V$  est le potentiel électrique,  $d$  la distance interélectrodes,  $r$  le rayon de courbure de la pointe et  $x$  l'abscisse du point considéré par rapport à l'origine située à l'extrémité de la pointe.

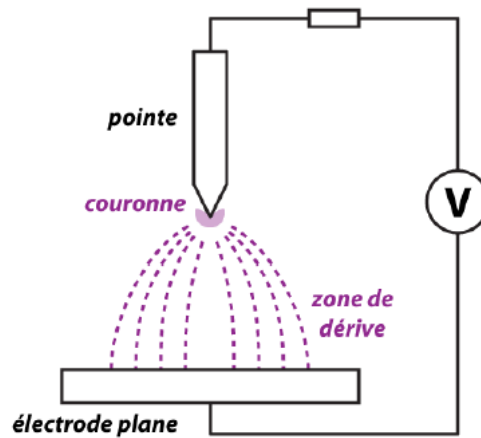


Figure 2.5 : Topographie de la décharge couronne volumique en configuration pointe-plaque [51]

Pour la configuration fil-plaque (figure 2.6), Lacoste et al. 2004 [52] ont utilisé :

$$E(x) = E_i \frac{r}{x} \quad (2.3)$$

Où  $E_i$  est le champ électrique à la surface du fil déterminé par la formule empirique de Peek :

$$E_i = E_0 \cdot \left( \frac{1 + 2.62 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{R_e}} \right) \quad (2.4)$$

Avec  $E_0 = 3,31 \cdot 10^6$  V/m, le champ électrique critique d'ionisation de l'air aux conditions normales.

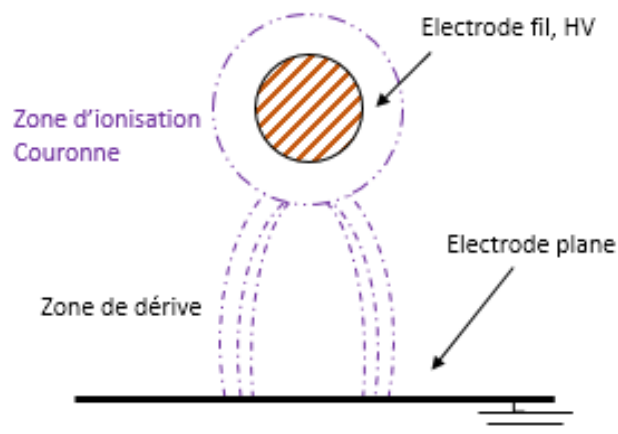


Figure 2.6 : Topographie de la décharge couronne volumique en configuration fil-plaque

### 2.5.1.2 Effets de la polarité sur le développement de la décharge couronne

#### a Pointe – plaque positive

Une pointe est portée à un potentiel électrique positif, et la plaque à la terre. la zone de champ intense se trouve autour de la pointe où, les électrons sont produits et accélérés vers celle-ci par photo-ionisation. Cette région de forte ionisation est représentée en pointillé à la Figure 2.7.

Les espèces positives créées sont repoussées par l'anode, et migrent vers la cathode sous l'effet des forces de Coulomb. Lacoste et al. 2004 [52] ont identifié une région inférieure au millimètre autour de l'anode où le champ électrique permet la création d'ions positifs. Au-delà le champ, affaibli ( $E < 30 \text{ kV/cm}$  dans l'air à pression atmosphérique) ne le permet plus. La zone unipolaire, qui ne contient que des ions positifs est appelée région de « dérive ».

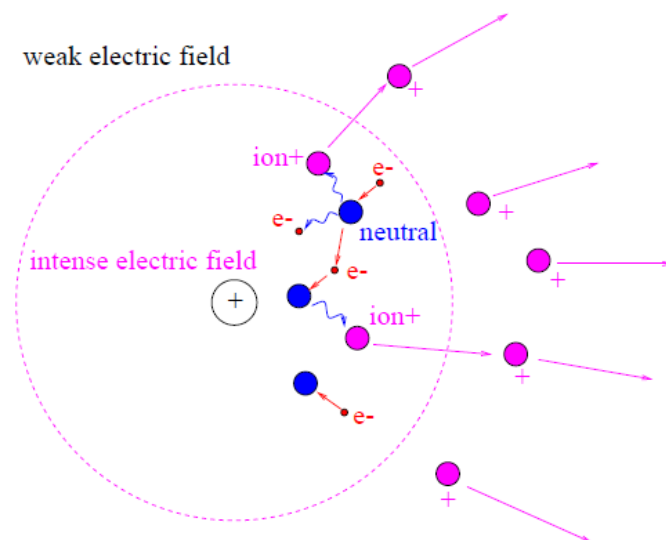


Figure 2.7 : Décharge couronne positive [50]

Suivant la configuration utilisée et la tension appliquée à l'électrode, les régimes de cette décharge sont différents, en décharge couronne surfacique avec des électrodes de 30 cm, et des tensions variables à la cathode (anode -10 Kv Moreau), on observe les régimes suivants [50] :

- Le régime Spot ( $i < 0.2 \text{ mA/m}$  et  $P < 15 \text{ mW/cm}^2$ ) : la décharge est concentrée en quelques points, on enregistre aussi l'absence d'un vent ionique,

- Le régime Streamer corona ( $0.2 < i < 0.8 \text{ mA/m}$  ,  $15 < P < 50 \text{ mW/cm}^2$ ) : une lumière bleue homogène apparaît dans toute la zone inter électrodes, avec la présence d'un vent ionique.
- Le régime Glow corona ( $0.8 < i < 2.5 \text{ mA/m}$  ,  $50 < P < 200 \text{ mW/cm}^2$ ) : présente les mêmes caractéristiques que le régime streamer, avec un vent ionique plus important.
- Le régime des Décharges Filamentaires puis l'Arc électrique : au-delà des limites du régime Glow, la décharge se concentre en filaments, et forme, pour des courants plus importants des arcs électriques instables et décommandés pour les actionneurs à décharges couronne.

Pour cette décharge, le mécanisme est initié par l'avancement de streamers, qui se propagent formant une extension de l'anode. Loiseau et al. 2002 [53] ont modélisé ce phénomène avec une durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de  $2 \times 10^5 \text{ m/s}$  avec une phase de restauration où les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence 10 kHz. Ainsi le courant de décharge n'est pas continu, mais est formé d'une suite de phénomènes transitoires (figure 2.8).

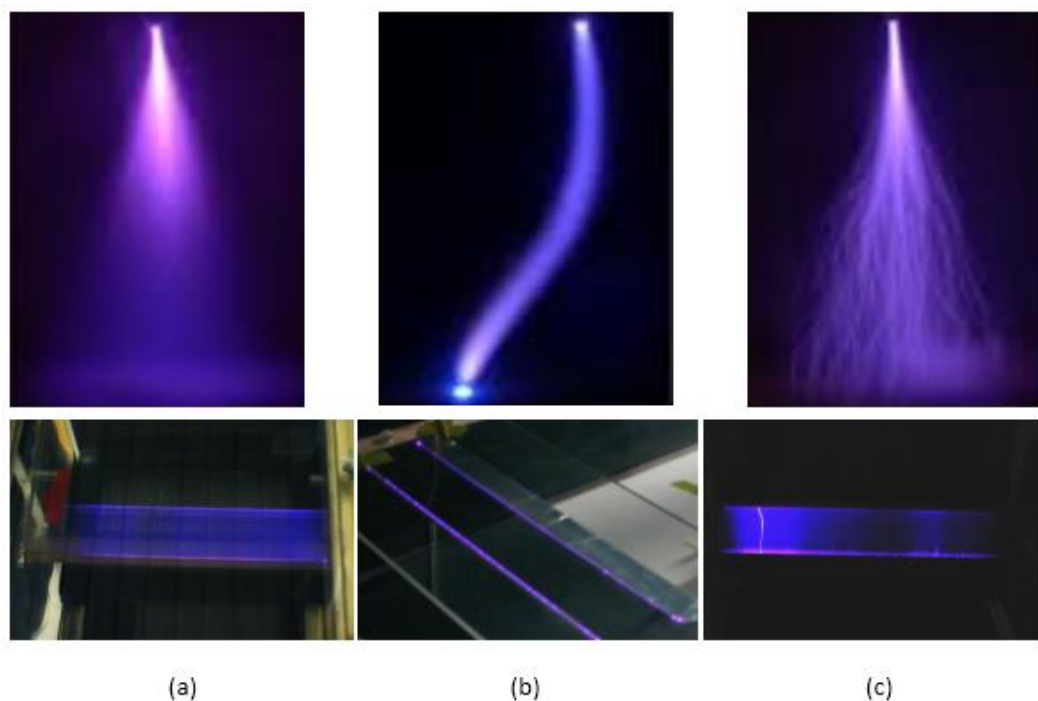


Figure 2.8: Visualisations des décharges couronnes en régime "streamer" (a), en régime "glow" (b) et en régime "filamentaire" (c) ; en configuration pointe-plan en haut, et fil-fil en bas [19,54]



### b Pointe – plaque négative

Dans ce cas, un potentiel négatif est appliqué à la pointe, celle-ci garde une zone d'ionisation dans son voisinage immédiat, cependant, les ions positifs créés reviennent à la cathode [55,56], les ions négatifs (créés par attachement) dans la zone où le champ est plus faible migrent vers la plaque.

En outre, si le potentiel dépasse un seuil, le régime de décharge passe à l'arc, et l'on note la formation de pulses de courant régulier dus au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode, ce phénomène est nommé pulses de Trichel, sa fréquence dépend de la tension appliquée [57].

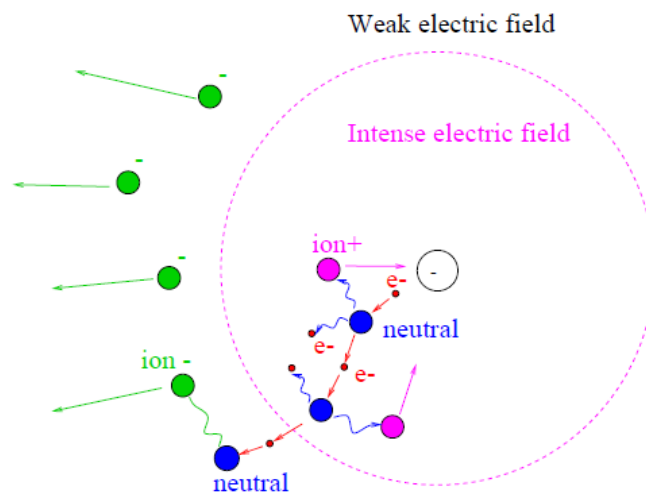


Figure 2.9 : Décharge couronne négative [50]

Deux explications sont avancées concernant la formation des pulses dans des cas de géométries :

- Loeb [58] et Alexandrov [59] suggèrent que les électrons produits près de la cathode s'attachent aux neutres en dérivant vers les zones de champ faible [50]. Deux charges d'espace, sont présentes, l'une positive (proche de la paroi) la deuxième, négative. Cette distribution est opposée au champ électrique initial. La décharge s'éteint, ne pouvant plus être entretenue, et les ions sont recueillis aux électrodes. Les conditions d'un nouveau pulse sont alors à nouveau réunies [50]. La mobilité des ions détermine la fréquence des pulses de Trichel, de quelques kHz à basse tension à quelques MHz à haute tension (de l'ordre de 10 kV).

- Cernak [60] explique les pulses par la formation d'un streamer de retour vers la cathode dans son voisinage proche, lorsque la charge d'espace a atteint un seuil critique. Ce streamer est à l'origine des pics principaux de courant observés. Tandis qu'un premier pallier, ou pic lors de la montée du courant est constituée d'une décharge de Townsend initiale [50], cette affirmation est confirmée par des résultats numériques [61], effectuées sur l'azote N2 à 40 kPa.

L'étude de cette décharge doit aussi prendre en compte la géométrie et la composition du gaz. Ainsi, jusqu'à ce jour, aucune théorie complète et valide sur les décharges positives n'est disponible [50].

### 2.5.1.3 Décharge en régime alternatif AC

Un signal sinusoïdal à valeur moyenne nulle d'une fréquence  $f$  est appliqué à la pointe, si l'intervalle de temps entre les inversions de polarité est suffisant pour évacuer toutes les charges résiduelles de l'alternance précédente, cette excitation alternative produit les mêmes processus de décharge comparés à une tension continue [50], ces paramètres ont été reliés par Parissi, 1999, [62]:

$$d_{max} = \frac{\mu E_0}{\pi f} \Leftrightarrow f_{max} = \frac{\mu E_0}{\pi d} \quad (2.5)$$

avec  $d$  distance interélectrodes  $\mu$  la mobilité des ions et  $E_0$  l'amplitude du champ électrique.

L'apparition d'arc, pour des tensions plus faibles qu'en continu est constatée quand la fréquence  $f_{max}$  est dépassée, la charge d'espace entre les électrodes oscille et augmente à chaque période.

Pour une excitation alternative des électrodes, trois composantes du courant sont identifiées (Goldman et al. 1985 [56]) :

- l'effet capacitif de la zone interélectrodes qui agit comme un condensateur.
- le courant synchrone, continu est en phase avec la tension appliquée,
- le courant impulsionnel, somme des impulsions « streamers » pour les alternances positives et des impulsions de « Trichel » lors des alternances négatives.

#### 2.5.1.4 Seuil de déclenchement

L'initiation des phénomènes décrits auparavant est conditionnée par la valeur de la tension appliquée sur le système. Si celle-ci est inférieure à une valeur seuil, appelée tension d'amorçage, seul un courant électrique très faible est transmis par les électrodes, ce courant est dû à l'ionisation par les rayons cosmiques ainsi qu'à la radioactivité naturelle de l'air dans le voisinage des électrodes. Par extension, un champ électrique seuil, ou champ critique, est nécessaire pour créer une décharge couronne [63].

Le champ électrique seuil du déclenchement des décharges couronnes est légèrement plus petit en tension positive qu'en tension négative, les électrons libres existant dans l'air se déplacent vers l'anode tout en produisant des avalanches par ionisation secondaire. Puisque ces électrons se déplacent vers une région où l'intensité du champ croît rapidement, la multiplication des charges devient plus facile.

Des formules empiriques ont été développées par Peek (1929) pour le champ critique dans l'air entre deux cylindres [63]:

$$E_c = 31\delta \left( 1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta a}} \right) \quad (2.6)$$

où  $\delta$  est le rapport de la densité du gaz par rapport à 250 °C, 760 Torr et  $a$  est le rayon de l'électrode centrale en cm (entre 0.01 et 1 cm). Cette relation est valide sur une gamme de pression de 0.1-10 atmosphères.

La formule de Peek pour deux fils parallèles s'écrit comme suit [63]:

$$E_c = 29.8\delta \left( 1 + \frac{0.301}{\sqrt{\delta a}} \right) \quad (2.7)$$

Ici, les valeurs du champ critique sont en [kV / cm].

#### 2.5.1.5 Facteurs influençant la décharge couronne

##### a Facteurs géométriques

- Distance interélectrodes : la figure 2.10 montre l'effet de ce paramètre sur le courant de décharge ( donc directement sur le régime de celle-ci), le courant est plus

important et croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances interélectrodes. De plus, les seuils des décharges couronnes apparaissent pour des valeurs de tensions inférieures dans le cas de faibles distances inter électrodes [64].

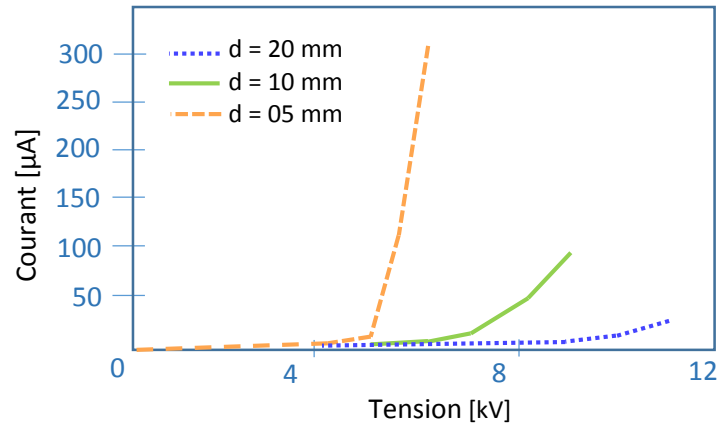


Figure 2.10 : Courbes courant/tension de décharges pour plusieurs distances inter électrodes [64]

- Rayon de la courbure et configuration du système : Comme nous l'avons expliqué précédemment, la décharge couronne est générée par la forte non-uniformité du champ électrique, des électrodes avec des rayons de courbure significativement différents créent cette condition. Dès lors, la distribution du champ électrique dans l'espace de décharge, dépend de la configuration géométrique des électrodes, s'agissant des fils parallèles par exemple, le déclenchement d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique n'est possible que si le rapport de la distance inter électrodes  $d$ , et du rayon  $r$  ( $d/r > 5,85$ ) [65]. Pour le cas de la géométrie pointe-plan, le champ créé n'est pas homogène (voir figure 2.11), ce type de décharge est caractérisé par une tension seuil d'apparition  $V_0$ , nettement distincte d'une tension  $V_d$  de transition vers l'arc électrique, la décharge couronne présente donc une zone de stabilité. A titre de comparaison, la configuration plan – plan montrée sur la figure 2.12 crée un champ quasiment uniforme,  $V$  et  $V_d$  sont confondues, ce qui fait que, dès son apparition, la décharge transite rapidement vers l'arc électrique. La décharge couronne est ainsi inexistante.

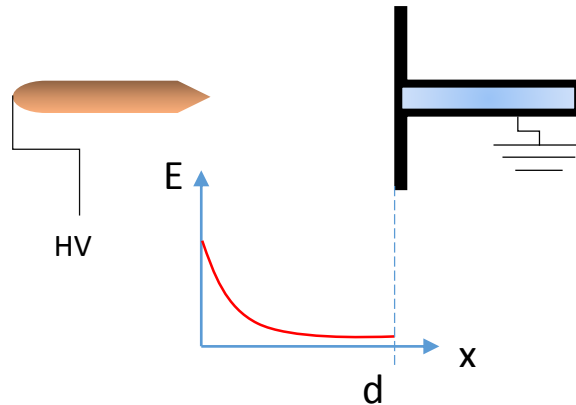


Figure 2.11 : Courbes courant/tension de décharges pour une configuration pointe plan [66]

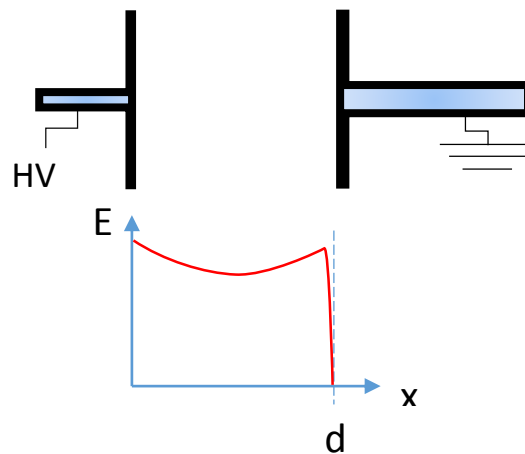


Figure 2.12 : Courbes courant/tension de décharges pour une configuration plan plan [66]

- Etat de surface : La rugosité de la surface des électrodes favorise l'effet de champ et fait diminuer la valeur critique de 2 à 7 % si l'électrode est simplement corrodée, ou davantage si la rugosité est plus importante [67].

b Nature des électrodes : Le matériau utilisé pour les électrodes a un effet sur la décharge, la figure 2.13 montre les résultats de Mekious et al. 2014 [68], qui ont étudié la variation du courant/ voltage de la décharge pour le cuivre, l'aluminium, et l'acier. Le dernier transmet de plus grands courants que les deux précédents. L'étude a permis de constater une meilleure stabilité des décharges pour des électrodes en aluminium, les pulses de Trichet dans ce cas sont plus réguliers [68].

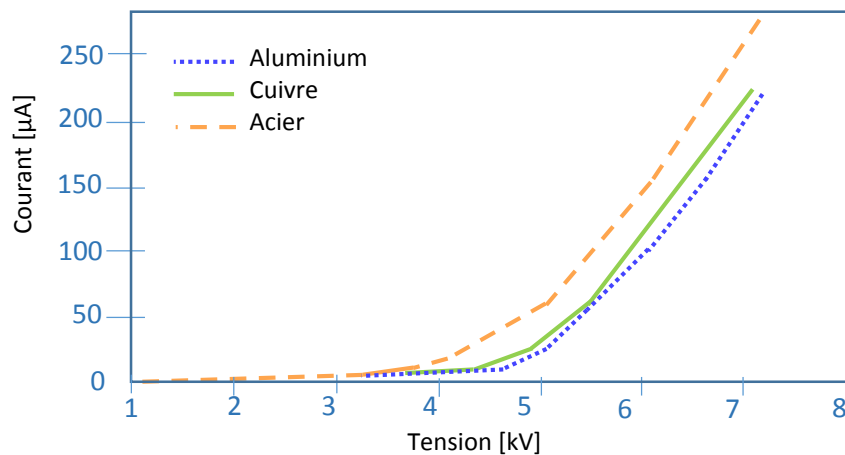


Figure 2.13 : Courbes courant/tension de décharges pour différents matériaux d'électrodes [64]

### c Facteurs physico-chimiques

- La densité de l'air : est déterminée, au même temps, par sa température et sa pression. Ce paramètre est impliqué dans les processus d'ionisation de la décharge couronne, et leurs répartitions dépendent principalement de lui [69]. Qin Hu et al. 2010 ont, montré par une étude expérimentale sur des décharges couronnes AC, que la tension seuil d'apparition de celles-ci augmente suivant une loi de puissance avec l'augmentation de la densité de l'air. Micropoulos et al. 2012 [70] ont enregistré la réduction de la mobilité des ions avec l'augmentation de la densité de l'air, cette réduction étant plus importante pour les espèces chargées négativement comparée à celle des espèces positives.

- L'humidité relative de l'air RH : a une grande influence sur le développement de la décharge couronne. Nouri et al. 2011 [71] ont démontré sur un système fil – plan d'un précipitateur électrostatique que le courant de décharge est fortement lié au taux RH. Ainsi, pour des valeurs des tensions faibles, le courant augmente avec l'augmentation de l'humidité relative, conséquence de l'augmentation de la conductivité de l'air, pour des valeurs de tensions élevées, l'effet est plus complexe. En effet, le courant moyen de décharge est faible pour des taux RH élevés, sauf pour RH 99%, où celui-ci diminue à cause de la diminution de la mobilité des ions lesquels se recombinaient avec les ions formés par les molécules d'eau.

- L'écoulement de l'air : sur la région inter électrodes influe sur la valeur du courant de décharge. Labergue [19] à montrer que, lorsque l'écoulement et le vent ionique sont dans le même sens, le courant de décharge augmente avec la vitesse de l'écoulement. Par contre, si le vent ionique et l'écoulement sont dans des sens opposés, le courant diminue avec la vitesse de l'écoulement. Prenant en compte la vitesse de cet écoulement libre, Mateo-Velez 2005 [50] montre que pour des vitesses inférieures à 30 m/s dirigées vers la cathode, la décharge s'établit de façon pratiquement identique (voir figure 2.14). Le facteur important ici est le ratio entre la vitesse des ions lors de leur dérive dans le champ électrique ( de l'ordre de 300 à 500 m/s), et la vitesse  $V_0$  de l'écoulement. A 30 m/s, le transport des ions dû à l'écoulement externe compte pour près de 10 % du transport total et l'effet est déjà visible. Le cas  $V_0 = 300$  m/s indique que la décharge s'entretient plus difficilement lorsque l'on atteint des vitesses trop élevées. La décharge est soufflée et ne subsiste qu'une ionisation que très partielle du milieu, faisant état d'un courant de quelques dizaines de  $\mu\text{A}$  [50].

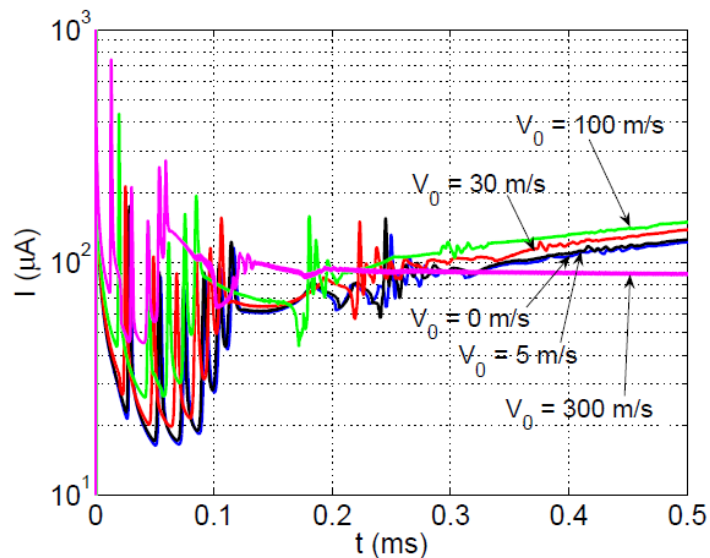


Figure 2.14 : Effet de la vitesse de l'écoulement libre  $V_0$  sur le courant de la décharge couronne [50]

#### 2.5.1.6 Passage à l'arc électrique

L'apparition des arcs électriques n'est pas désirée, car les ions et les électrons de la colonne du plasma se trouvent en équilibre thermodynamique local et ont des énergies voisines. Ainsi, les interactions entre les ions et les électrons sont

très nombreuses du fait de la densité de charges, des effets thermiques importants au niveau de la cathode commencent à apparaître à cause de la densité d'ions qui la bombarde.

Ce régime de décharge est caractérisé par un fort courant ( $> 100$  A), et une faible tension ( $< 100$  V), accompagné d'une émission lumineuse très intense. Le spectre énergétique des photons émis par la décharge contient toutes les longueurs d'ondes du visible et s'étend aussi dans les IR et les rayons X. Ceci explique la couleur blanche de la colonne.

L'apparition de ce phénomène est prédite par la loi de Paschen qui lie la valeur de la tension de passage à l'arc, ou tension de claquage  $V_B$ , à la pression du gaz et à la distance inter électrodes, par une fonction non linéaire, pour obtenir la courbe de Paschen. La figure 2.15 montre deux courbes tracées pour l'air et l'argon :

$$V_B = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \quad (2.8)$$

$$C = \ln \left( \frac{A}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right) \quad (2.9)$$

Où  $\gamma$  est le coefficient adiabatique du gaz.  $p$  est la pression, et  $d$  la distance inter électrodes.  $A$  et  $B$  sont déterminés expérimentalement, pour chaque gaz et sont considérés constants sur un domaine de champ réduit  $E/p$ .

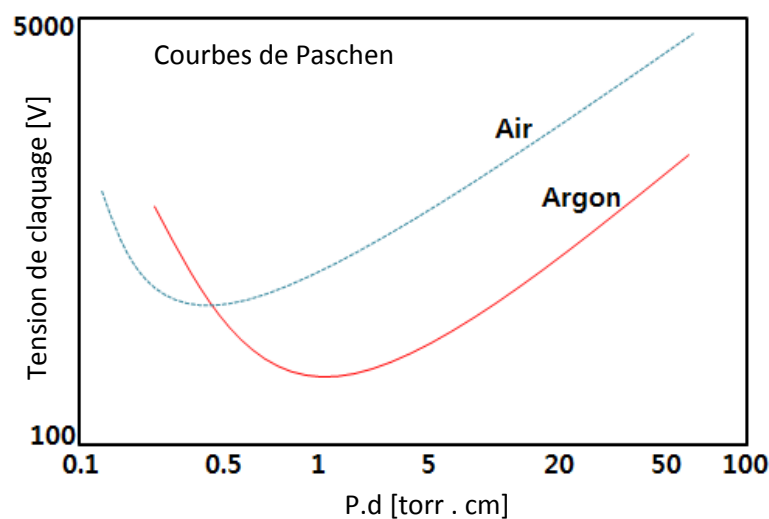


Figure 2.15 : Courbes de Paschen dans les conditions normales de température et de pression [72]



La limitation du courant électrique appliqué aux électrodes, par des systèmes de régulation, permet d'empêcher l'amorçage de l'arc, ou l'utilisation d'une source de courant à impulsions, appliquées pendant de très courts instants ( $< 1$  ms), et en des pics de fortes tensions, la valeur moyenne de la tension n'étant pas nulle. D'autres techniques le permettent également, comme la séparation des électrodes par une barrière diélectrique, ce dernier point sera détaillé dans le paragraphe suivant.

## 2.6 Autres types de décharges

### 2.6.1 La décharge à barrière diélectrique DBD

Ce type de décharge est créée par des électrodes placées de part et d'autre d'un diélectrique qui occupe l'espace gazeux inter électrodes, cette configuration a été inventée par Roth, la figure 2.16 montre les trois premières configurations qu'il a testées [73]:



Figure 2.16: Configuration des électrodes utilisées par Roth pour établir la « OAUGAP », [48]

La vitesse de l'air induite par la "OAUGAP" (dans de l'air au repos) pour une fréquence de 3 GHz est présentée sur la figure 2.17. L'air est mis en mouvement sur une hauteur de quelques millimètres au-dessus de la paroi. L'augmentation de la tension appliquée augmente les vitesses du vent ionique qui atteignent 3,5 m/s pour 5 kV .

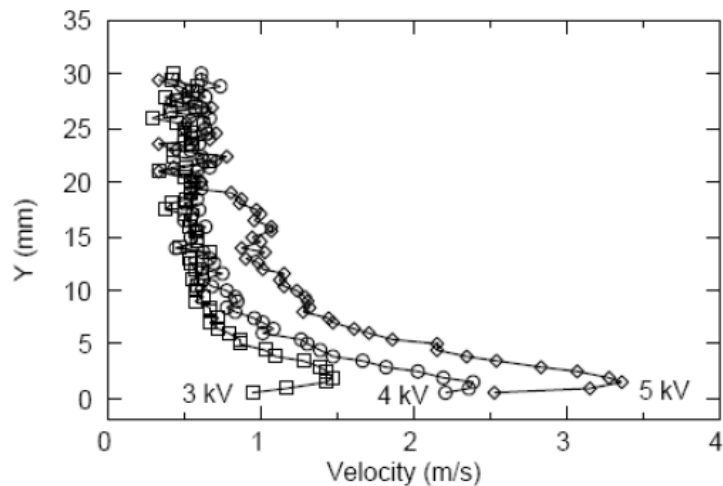


Figure 2.17 : Vitesse de l'écoulement induit par une OAUGAP [74]

Roth utilise un couple de huit électrodes DBD pour recoller un écoulement séparé sur un profil NACA 0015, voir la figure 2.18. Corke et al. [74] présentent des résultats de recollement d'un écoulement par une DBD placée sur l'extrados du même profil, pour des angles d'attaques élevés ( $21^\circ$  à  $23^\circ$ ). À partir d'un angle de  $25^\circ$ , l'influence de la décharge n'est pas suffisante pour recoller complètement l'écoulement qui reste perturbé à proximité de l'extrados :

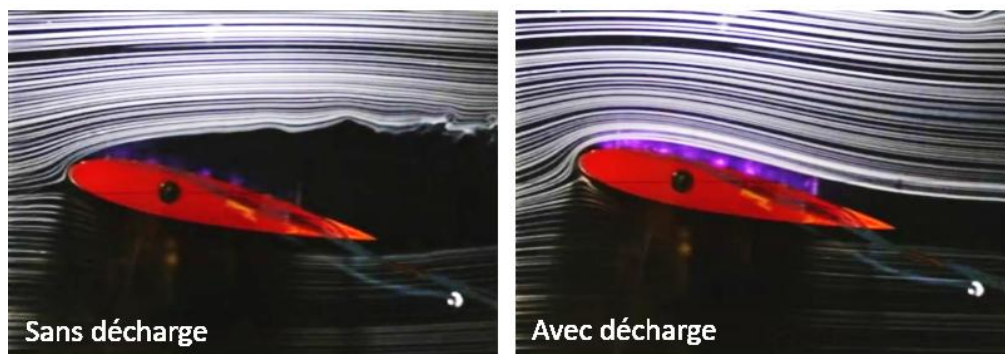


Figure 2.18 : Effet d'un actionneur DBD sur un écoulement décollé autour d'un profil NACA0015 [75]

Le même profil NACA0015, Sosa et al [76] ont observé une suppression de la séparation et une augmentation de l'angle de décrochage de  $6^\circ$ . Ramakumar et al [77] ont aussi observé le retardement de la séparation et l'augmentation de la portance. Thomas et al [78] ont observé une diminution de bruit de 13,3 dB avec quatre actionneurs montés sur un cylindre (voir la Figure 2.19).

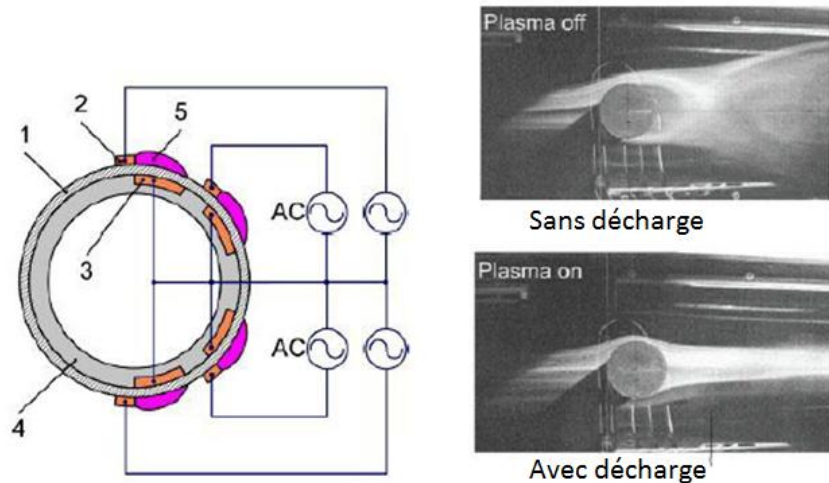


Figure 2.19 : Effet d'un actionneur DBD sur l'écoulement autour d'un cylindre [78]

Un des inconvénients liés à l'utilisation de l'actionneur DBD, est la limitation par la taille de la zone de production du vent ionique. Forte et al. [79,80] ont montré que le plasma ne pouvait pas s'étendre au-delà d'une distance 20 – 25 mm à partir de la fin de l'électrode de haute tension, et ce quelle que soit la géométrie de l'actionneur. Pour augmenter cette longueur, la décharge glissante a été proposée.

### 2.6.2 La décharge glissante

L'actionneur à décharge glissante est composé de trois électrodes (voir la Figure 2.10). Louste et al. [81] ont développé ce dispositif en ajoutant, à un actionneur DBD classique, une troisième électrode alimentée par une tension continue venant d'une alimentation électrique supplémentaire. Le champ d'action du dispositif s'étant ainsi jusqu'à 40 mm, cependant, la vitesse du vent ionique induit reste sensiblement la même, comparé aux autres actionneurs.

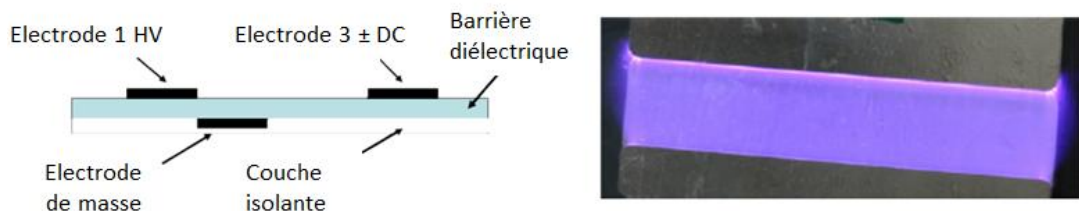


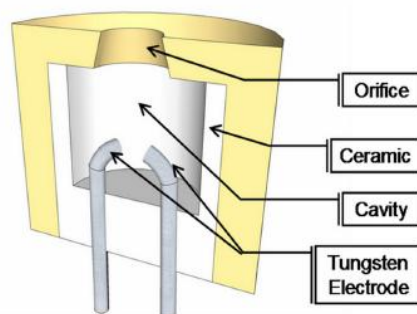
Figure 2.20 : Schéma de l'actionneur à décharge glissante (à gauche), photographie de la décharge (à droite)

### 2.6.3 Les jets synthétiques par plasma (JSP) ou « sparkjets »

Grossman et al. [82] ont proposé cet actionneur plasma pouvant reproduire le fonctionnement des jets synthétiques. Il est principalement utilisé pour le contrôle de bruit de jet des réacteurs. Son principe de fonctionnement repose sur la création d'un plasma transitoire très énergétique (de type arc) dans une cavité de faibles dimensions. Les effets thermiques induisent alors une expulsion de l'air présent dans la cavité à travers un orifice. Caruana et al [83] ont mesuré la vitesse de l'écoulement en sortie du jet, elle est de l'ordre de plusieurs centaines de m/s.

La cavité se remplit à nouveau du fait de la dépression qui y existe, et un nouvel arc peut être initié. La fréquence de répétition est généralement comprise entre 500 et 2000 Hz.

Hardy et al 2010 [84] ont montré que cette technique pouvait être utilisée pour modifier une couche limite sur une plaque plane, notamment en orientant l'axe du jet.



(a) Schéma de l'actionneur



(b) Photographie de l'actionneur

Figure 2.21 : Actionneur à jet synthétique plasma [85]

## 2.7 Le Vent ionique

### 2.7.1 Histoire des découvertes

Le phénomène de vent ionique est identifié en 1709 en grande Bretagne, par Francis Hawksbee qui publie un article dans lequel il rapporte une sensation de soufflage en utilisant un tube chargé. Plus tard entre 1740 et 1750 des chercheurs tels que Nollet et Franklin confirment l'observation. La figure 2.22 montre une bougie soufflée par le vent ionique créée par deux électrodes.



Figure 2.22 : Flamme d'une bougie soufflée par un vent ionique [86]

Plusieurs scientifiques se penchent sur l'explication de ce phénomène, en 1838, Faraday attribue l'origine de ce vent à la friction des ions sur les molécules du gaz. En 1899, Chattock grâce à la découverte des ions en 1896 donne une relation entre la pression liée au vent ionique, et le courant électrique entre deux électrodes planes. Plus tard, vers la fin des années 50, plusieurs modèles du vent ionique sont proposés. En 1998 [87] Roth présente un modèle physique simple qui montre que la vitesse induite par le déplacement des électrons est 400 à 800 fois plus faible que l'écoulement induit par les ions. Ce fait est dû à la masse des électrons qui est très inférieure à celle des ions, leur contribution à l'échange de quantité de mouvement est donc faible. Le vent ionique est essentiellement provoqué par les ions positifs et est dirigé de l'anode vers la cathode.

### 2.7.2 Modèles du vent ionique

Les tentatives de modélisation de Stuezter sont les premières en la matière, en 1959, ce dernier a proposé de lier analytiquement la pression et les forces électrostatiques pour des géométries plan-plan, fil-cylindre, pointe-sphère. Dans ces configurations géométriques, il est possible d'exprimer la relation entre la force volumique et la pression du vent ionique en fonction du courant, ou de la tension électrique, à partir de l'équation de Poisson et de l'équilibre entre la force de Coulomb (produit de la densité de charges et du champ électrique) et le gradient de pression [88]. Robinson propose en 1961, un modèle analytique du vent ionique d'une décharge couronne qui prédit la vitesse, celle-ci varie avec la racine carrée du courant de décharge.

$$V_g = k \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}} \quad (2.10)$$

Où  $k$ , est une constante qui dépend principalement de la géométrie des électrodes,  $\rho$  la masse volumique du gaz et  $\mu$  la mobilité des ions.

Goldman [55,56] et Parissi [62] ont amélioré cette expression, ils proposent :

$$V_g = k \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_G}} \quad (2.11)$$

avec  $d$  la distance interélectrodes et  $A_G$  la section de la décharge couronne.

La figure 2.23 montre la relation du vent ionique avec le courant de décharge :

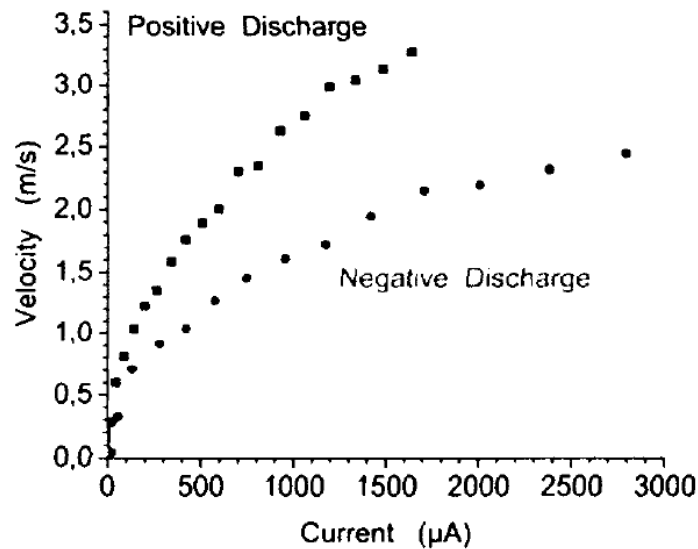


Figure 2.23 : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant électrique de la décharge pour des électrodes fils [88]

Le couplage des équations de la mécanique des fluides augmentées d'un terme électrique avec les équations de Poisson et de conservation de la charge totale est pour la première fois tenté par Van Rosendale et al. [89] ainsi que El-Khabiry et Colver [90], Ils aboutissent sur a accélération du profil des vitesses (Figure 2.24 b) qui augmentent avec le champ électrique. Il est à noter que leur modèle ne prend pas en compte la cinétique chimique du plasma:

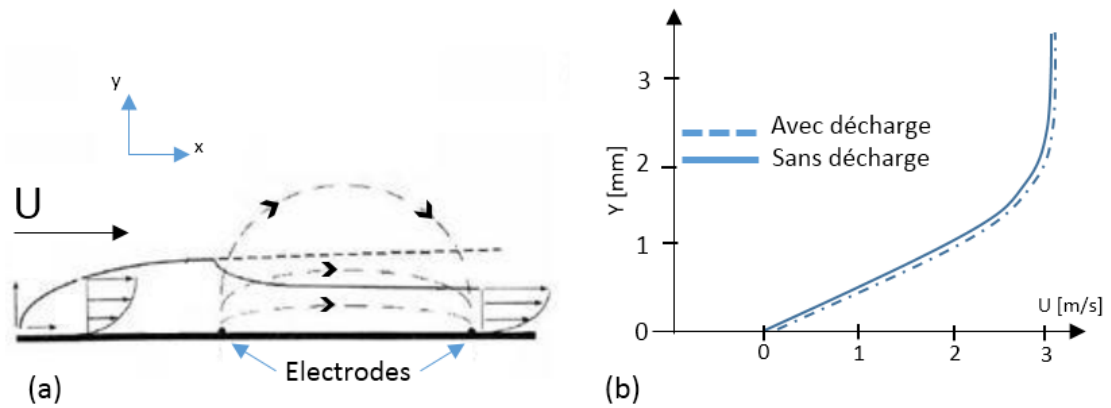


Figure 2.24 : Configuration du système simulé par El-Khabiry et Colver (1997)  
(a), Couche limite avec et sans décharges (b) [90].

La simulation monodimensionnelle d'une décharge couronne pointe-plan positive avec prise en compte des équations de conservation d'un nombre choisi de composants du plasma (électrons et ions positifs et négatifs) est faite par Grange et al. [91] ainsi que Cagoni [92], Ferouani [93,94]. Loiseau [53] donne un terme de force électrique instationnaire qu'il introduit alors dans les équations de Navier-Stokes. Les résultats indiquent une formation d'anneaux convectifs entre la pointe et le plan, ce qui va dans le sens des observations expérimentales.

## 2.8 Actionneur à décharge couronne

Ce type d'actionneur est le premier à avoir été utilisé pour la manipulation d'écoulements, il est caractérisé par plusieurs régimes de fonctionnement cité en § 2.5.1.2, ceux-ci ont été décrits par Léger 2003 [95]. L'inconvénient majeur de cet actionneur et sa grande sensibilité aux conditions atmosphériques, qui peuvent être à l'origine de la création d'arcs électriques. Bologa et Al 2011 [96] déterminent des points de stabilité de ces décharges dans l'air, par rapport à la variation de la température et de la pression, et déterminent des points où la stabilité de la décharge est atteinte. Zaho 2008 [97] propose une étude numérique des effets de la pression sur la décharge couronne, leurs résultats montrent que l'élévation de la pression augmente l'influence de l'écoulement de l'air sur la décharge, et oblige à prendre en considération le transport par convection des ions, dans la modélisation, ce qui complique d'autant le problème.

### 2.8.1 Description de l'actionneur à décharge couronne

L'actionneur fonctionne par la mise sous haute tension de deux électrodes situées ou incrustées à la surface d'une paroi diélectrique voir figure 2.25 :

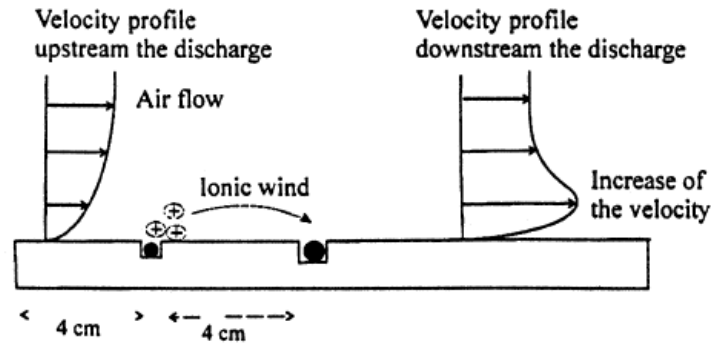


Figure 2.25 : Schéma descriptif du fonctionnement d'un actionneur à décharge couronne fil-fil [50]

L'effet couronne est obtenu par une forte non-uniformité du champ électrique, celle-ci a lieu lorsque le rayon de courbure d'au moins une des électrodes est suffisamment faible. Une lumière violette ou bleutée apparaît avec un crépitement sonore, signe d'une activité électrique expliquée précédemment, qui aboutit à la création d'un vent ionique. Plusieurs types de géométrie des électrodes ont été testés, la figure 2.26 montre des exemples de géométries :



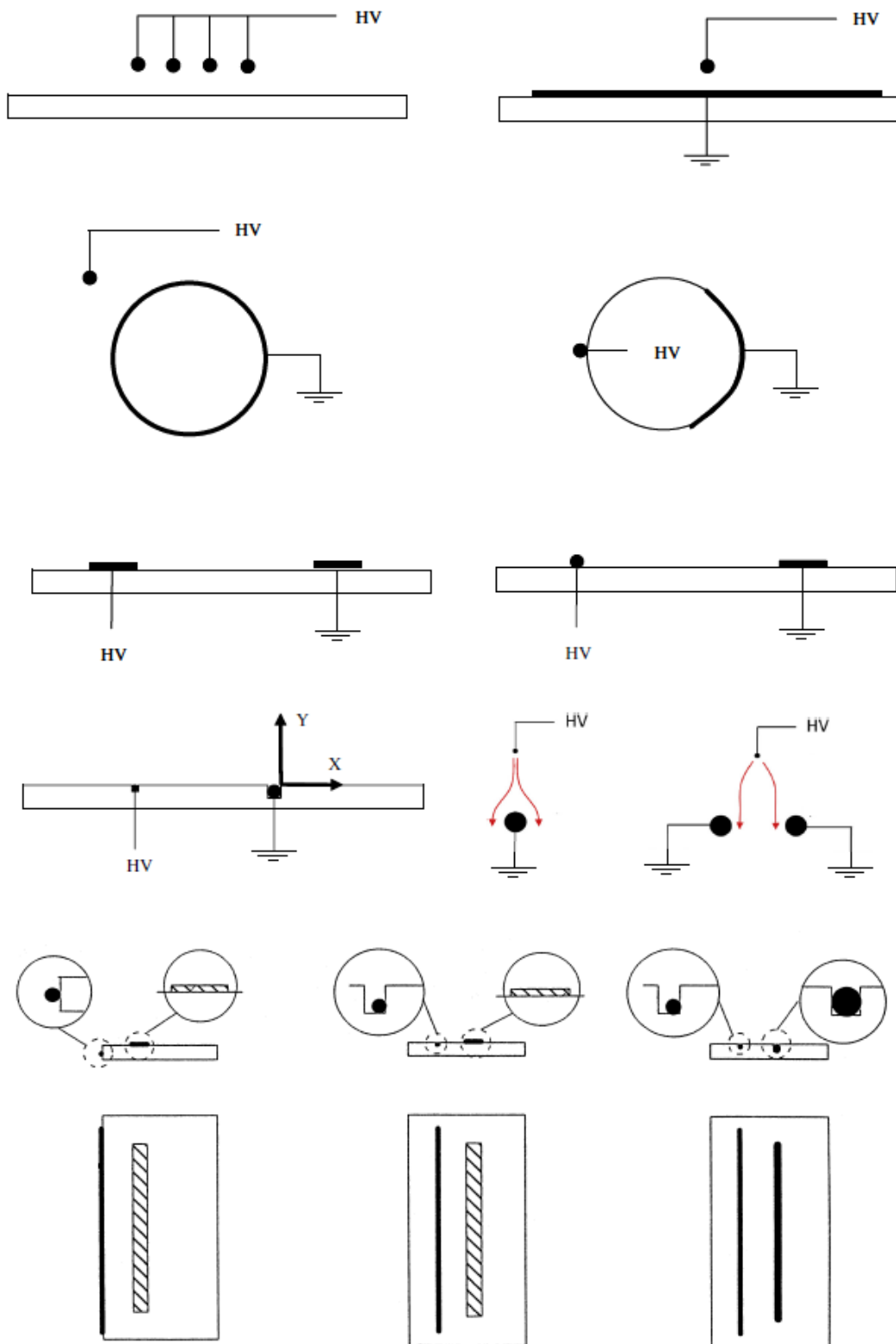


Figure 2.26 : Exemples de configuration d'électrodes pour des actionneurs à décharge couronne [98,99]

## 2.8.2 Performances de l'actionneur à décharge couronne

Les performances de cet actionneur sont mesurées par la stabilité de la décharge, et la valeur du courant transmit, donc selon la formule de Robinson (2.9) sur la vitesse maximale du vent ionique atteinte. Se basant sur ces points, le régime Glow corona, apparait comme étant la plage optimale de fonctionnement, c'est le régime où le courant est le plus élevé, ces faits sont expérimentalement confirmés.

La Figure 2.27 trace les profils de vitesses sur l'axe interélectrodes d'un actionneur fil-fil. Le maximum de vitesse est de l'ordre de 2,8 m/s et est obtenu à une distance  $x = 8$  mm de l'anode .

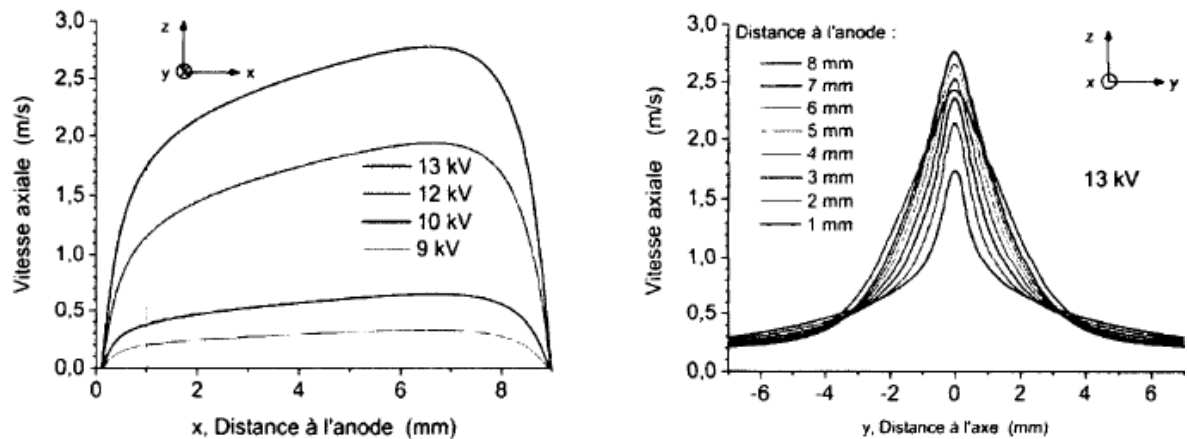


Figure 2.27 : Profils des vitesses créés par un actionneur à décharges couronne fil-fil sur de l'air au repos  $U_0=0$  m/s [88]

L'accélération due au vent ionique reste limitée aux zones proches de l'actionneur. C'est un phénomène local qui diminue avec l'augmentation de la distance.

Un ensemble de paramètres physiques se répercutent sur les performances de l'actionneur à décharge couronne. Moreau [100] cite la géométrie des électrodes, l'humidité relative de l'air, la vitesse de l'écoulement, la pression, la nature du diélectrique. Lorsque la pression diminue, la différence de potentiel nécessaire au déclenchement de la décharge couronne diminue. L'effet d'un écoulement externe peut modifier la structure de la décharge d'un régime de Glow Corona vers un régime de Streamer Corona pour des vitesses de l'ordre de 15 m/s, voir la figure 2.28. L'effet couplé de la nature du matériau et du degré d'humidité de l'air est

également très important. Pour l'instant, aucune explication précise n'a été donnée à ce sujet [50].

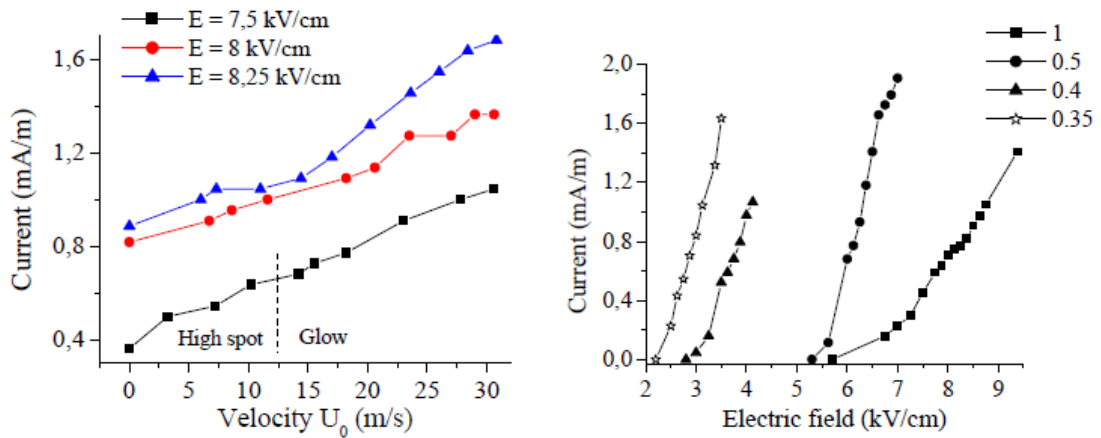


Figure 2.28 : Effet de la vitesse de l'écoulement (droite), et de l'intensité du champ (gauche) sur le courant de décharge moyen [100]

L'efficacité de l'actionneur est également quantifiée par le nombre adimensionnel électro hydro dynamique noté  $N_{EHD}$ , celui-ci a été introduit par Yamamoto et Valkhoff 1981, puis par Leonard et Al 1983 [101]:

$$N_{EHD} = \frac{I}{l\rho\mu_E U^2} \quad (2.12)$$

Où :  $I$  est le courant moyen de décharge (par unité de temps),  $\rho$  la densité,  $l$  la longueur des électrodes,  $\mu_E$  la mobilité des ions et  $U$  la vitesse de l'écoulement à la position où le  $N_{EHD}$  est calculé.

Il s'agit de comparer la force volumique créée par la décharge couronne par rapport aux forces d'inertie du fluide en écoulement, ce nombre ayant été défini, au départ pour les systèmes des précipitateurs électrostatiques, sa valeur dans ces derniers varie de 0.6 à 8, toutefois son utilisation pour les systèmes d'actionneurs EHD reste valable, sachant que, dans le cas général, deux extrêmes sont définis :

- Quand  $N_{EHD} \rightarrow 0$  : Le fluide n'est pas affecté par la décharge.
- Quand  $N_{EHD} \rightarrow \infty$  : La vitesse du vent ionique est très supérieure à la vitesse de l'écoulement du fluide qui s'en trouve considérablement modifié.

## 2.9 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté d'une manière générale, le plasma qui est l'outil de manipulation des actionneurs EHD, cet état de la matière se présente sous diverses formes, nous avons expliqué l'intérêt des plasmas froids pour notre domaine d'étude. Leur état hors équilibre fait que la température du gaz est proche de la température ambiante, alors que celle des électrons est suffisante pour permettre des taux élevés de collisions inélastiques, phénomène à l'origine du vent ionique exploitable pour la manipulation des écoulements.

Dans un second temps, nous avons présenté les mécanismes et les processus physiques des décharges, suivant leurs types, positives ou négatives, ayant chacune différentes caractéristiques, la plus intéressante étant la décharge positive, où les ions sont directement créés dans la région d'ionisation et migrent dans tout l'espace interélectrodes. Nous avons aussi expliqué les avantages du régime de décharge le plus favorable du point de vue de la stabilité, et du taux de conversion de l'énergie.

Une présentation bibliographique des travaux sur la décharge couronne et de la décharge à barrière diélectrique DBD a été proposée. Ces deux décharges électriques, ayant lieu dans l'air et à pression atmosphérique, font partie des plasmas froids pour lesquels les énergies mises en jeu sont faibles. La décharge couronne, étudiée depuis longtemps, est établie entre une pointe (portée à un potentiel soit continu, positif ou négatif, soit à un signal alternatif) et une plaque, nous avons aussi donné des détails sur les décharges fil-fil, nous avons vu que la principale propriété qui nous intéresse est l'apparition d'un vent d'ions de quelques m/s qui sert à la manipulation des écoulements principaux. Cet écoulement secondaire constitue la base de notre travail. La DBD, découverte plus récemment, est obtenue en accolant des électrodes à un isolant. Elle permet aussi d'induire des vents ioniques de quelques m/s tous en évitant les passages à l'arc. Nous avons présenté la décharge mise au point par Roth : la « OAUGDP », ainsi que quelques travaux avec de résultats notables.

Le constat principal à faire sur cette revue des recherches, est que les nombres de Reynolds atteints sont inférieurs à ceux atteints dans la plupart des applications pour lesquels ces actionneurs sont destinés, par exemple le vol de croisière

des avions commerciaux. Les vitesses des vents ioniques ne dépassant pas quelques m/s, limitent les applications de contrôle aux faibles nombres de Reynolds. Des stratégies d'alimentation sont étudiées pour contourner cette limitation, la modulation du signal d'alimentation permet de pulser périodiquement le vent ionique à une fréquence de pulsation qui interagit avec les instabilités naturelles des écoulements donc sur les mécanismes hydrodynamiques de transition et de turbulence présentés au chapitre 1, les travaux dans cette voie doivent être poursuivis en parallèle avec ceux visant à augmenter la vitesse du vent ionique.

## CHAPITRE 3

### CONTEXTE THEORIQUE DE L'ELECTRO HYDRODYNAMIQUE

#### 3.1 Introduction

Le présent chapitre est consacré à l'exposé des principes physiques et des équations mathématiques qui régissent les écoulements électro hydrodynamiques. En premier lieu, celles-ci seront données sous leurs formes générales, avant d'être simplifiées par l'application des hypothèses admises dans notre thèse. Les équations de la mécanique des fluides et de l'électrostatique couplées seront montrées ainsi que la méthode de leur découplage. Ici nous montrons les bases qui permettent d'effectuer les modélisations et les simulations numériques qui seront détaillées dans le chapitre suivant.

#### 3.2 Equations des phénomènes mis en jeux

Une décharge couronne volumique est produite dans l'air, qui est au repos, où dans la plupart des cas, en mouvement, par l'application de hautes tensions électriques sur deux électrodes, afin de générer une force électrostatique (aussi appelée force de Coulomb), qui agira sur le volume de fluide présent au voisinage des électrodes, cette force extérieure est la seule prise en considération dans ce travail. Le plasma hors équilibre de décharge utilisé dans les actionneurs EHD, permet de négliger les changements de température due aux décharges dans ces systèmes, d'autre part, la diffusion ionique est négligée. Nous considérons également que le coefficient de conduction  $\sigma$  et la mobilité des ions sont constants et ne dépendent pas de l'intensité du champ électrique.

##### 3.2.1 Système d'équations de la mécanique des fluides

Le système est constitué des équations de la continuité et celles de Navier-Stokes écrites en coordonnées cartésiennes, avec un terme source :

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{u} \quad (3.1)$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla} \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \vec{u} = 0 \quad (3.3)$$

Où :  $p$  est la pression,  $\nu$  la viscosité cinématique et  $\rho$  la densité du fluide.

### 3.2.2 Système d'équations de l'électrostatique

#### 3.2.2.1 Champ électrique

Le potentiel électrique  $\Psi$  est régi par l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \Psi = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (3.4)$$

Le champ électrique est donné par :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \Psi \quad (3.5)$$

Où :  $E$  est le champ électrique,  $\Psi$  est le potentiel électrique,  $q$  : charge électrique,  $\epsilon_0$  : est la permittivité du milieu, dans notre cas c'est l'air  $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ .

#### 3.2.2.2 Densité du courant

La densité du courant de décharge est donnée par :

$$\vec{J} = -D \vec{\nabla} \rho_c + \rho_c (\mu_E \vec{E} + \vec{U}) \quad (3.6)$$

Où  $\mu_E$  est la mobilité des ions,  $D$  est la diffusivité des ions,  $U$  est la vitesse de l'écoulement du fluide.

L'équation de conservation de la charge électrique (la neutralité électrique) doit être ajoutée à cet ensemble :

$$\vec{\nabla} \vec{J} = 0 \quad (3.7)$$

### 3.2.2.3 Forces électrostatiques exercées sur un fluide diélectrique

Landau et Lifchitz ont donné une expression pour le calcul des forces électrostatiques, appliquées sur une unité de volume d'un fluide diélectrique, sous l'action d'un fort champ électrique. Elle s'écrit comme suit [102] :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \vec{\nabla} \varepsilon + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[ (E^2 \rho) \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.8)$$

Où  $p$  est la pression du fluide ;  $T$  est la température thermodynamique du fluide;  $E$  le champ électrique ;  $\rho$  la densité volumique;  $\varepsilon$  la permittivité relative du gaz ;  $\rho_c$  la densité volumique de charge.

La force de Coulomb est représentée par le premier terme :  $\rho_c E$  ; Le deuxième terme représente les forces diélectrophorétiques dues à la variation locale de la permittivité du gaz soumis à un champ électrique. Le dernier terme représente les forces d'électrostriction, qui sont dues à la possible non-uniformité du champ électrique. Pour un gaz de composition homogène,  $\varepsilon$  ne dépend que de la température et de la densité (3.9):

$$\vec{\nabla} \varepsilon = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho \quad (3.9)$$

Ainsi l'équation (3.8) devient :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[ (E^2 \rho) \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.10)$$

Or pour les gaz :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \varepsilon - 1 \quad (3.11)$$

De plus pour l'air  $\varepsilon = 1$ , en supposant que la température est uniforme, l'équation (3.8) devient :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.12)$$

Ceci démontre que les forces de Coulomb sont à l'origine des mouvements de gaz soumis aux décharges électriques.



### 3.3 Constitution du système d'équations de l'électro hydrodynamique

Le système final est formé par les équations de continuité et de Naviers-Stokes pour l'écoulement du fluide, et des équations de Poisson et de conservation de charge pour les phénomènes électrostatiques. Ces deux sous-systèmes sont couplés, car liés par le terme convectif dans l'expression du vecteur densité de courant (3.6). La densité volumique de charge est influencée par ce terme qui se répercute sur les forces Coulomb, et enfin par voie de conséquence sur l'écoulement du fluide.

#### 3.3.1 Découplage du système d'équations

Une méthode de découplage très utilisée, dans les travaux sur les précipitateurs électrostatiques, se base sur la différence significative des vitesses entre les écoulements des fluides étudiés (1 à 5 m/s), et la vitesse de dérive des ions (100 à 150 m/s) [103], ce fait, permet de négliger le terme de convection dans l'équation (3.6), de découpler le système d'équations, et de résoudre séparément les équations de l'électricité et celles de la mécanique des fluides.

Plusieurs recherches, notamment celles de Matéo-Velez 2005, Leger 2003, Labergue 2005 [19,50,96] ont expérimentalement démontré que les décharges couronnes ne sont pas influencées par des écoulements d'air allant de 0.5 à 5 m/s. Zhao L et al. [97] ont proposés dans leur étude numérique de résoudre simultanément les équations de densité de courant, celles du champ électrique, et du transport de charges avec celles de la mécanique des fluides. Les auteurs ont utilisé un algorithme basé sur la méthode des éléments finis, leurs résultats confirment que l'écoulement extérieur n'a qu'un effet très limité sur les décharges couronne. Xing et al. 2012 [104] publient un travail où ils simulent un écoulement dans un précipitateur électrostatique, ayant considéré, dans leur modèle, l'absence d'un écoulement de fluide pendant la résolution des équations de l'électricité, la comparaison avec des résultats expérimentaux a démontré la validité de leurs hypothèses, en particulier celle de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la décharge électrique.

Aussi, une vitesse d'écoulement faible ne remet pas en question l'hypothèse de découplage, ainsi et pour ce domaine de vitesses, la formulation de la force électrostatique est indépendante de l'écoulement.

### 3.4 Modélisation

La modélisation doit prendre en compte la présence dans le système de deux zones d'écoulements principales. La première représente la région où le fluide est affecté par la décharge électrique, l'écoulement est uniquement décrit par les équations de Navier et Stokes. La deuxième région, prend en compte la présence de forces électriques, le système découplé décrit ci-dessus est utilisé. Dans le chapitre suivant, ces deux régions seront décrites plus en détail.

Cette thèse propose des résultats de simulation de deux modèles dont l'objectif est de décrire et reproduire l'accélération de la couche limite sans prendre explicitement en compte la présence d'espèces chargées dans l'espace inter électrodes ; pour cela, les forces électriques créées seront pondérées par un facteur sans dimension qui représente la densité des charges créées. Le premier modèle le considère constant, tandis que le second prend en compte sa variation suivant l'espace de décharge, comme il est expliqué ci-dessous.

#### 3.4.1 Modèle de représentation à coefficient constant

Dans ce modèle, la force électro hydrodynamique est introduite dans le système via le terme des forces volumiques extérieures, de plus, le modèle considère les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est bidimensionnel, stationnaire et incompressible.
- Seules les forces électrostatiques sont prises en considération.
- La diffusion des ions est négligée.
- Le coefficient de conduction  $\sigma$  ne dépend pas du champ électrique.
- La mobilité des ions est constante et indépendante du champ électrique.

Dans ce cas, la force électro hydrodynamique est le résultat du produit de la valeur du champ électrique local, et d'une constante  $\alpha$  qui représente la densité de charge, du plasma, créé entre les électrodes. Cette constante a été déterminée pour plusieurs configurations d'écoulements laminaires et turbulents,  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$  par comparaison avec des données expérimentales [105] [106]. Ce modèle ne

considère pas directement les phénomènes physicochimiques d'espèces chargées et étudie l'influence de celles-ci sur l'écoulement de fluide, en décrivant l'accélération de la couche limite.

Ainsi pour l'écoulement de l'air, qui, dans notre travail sera étudié en laminaire comme en turbulent, l'équation de continuité et celle de la quantité de mouvement s'écrivent en considérant nos hypothèses comme suit :

$$\nabla \vec{u} = 0 \quad (3.13)$$

$$\nabla(\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau_{ij} + \alpha \vec{E} \quad (3.14)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique de l'air,  $u$  est la vitesse de l'écoulement,  $p$  est la pression atmosphérique,  $\tau$  est le tenseur des contraintes et  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$  est la constante du modèle.

Ces équations montrent que le modèle ne prend pas en considération une source supplémentaire de flux massique, autre que celle due à l'écoulement du fluide lui-même.

L'équation de transport de la charge est obtenue par substitution de l'expression de la densité de courant (3.11) dans l'équation de continuité pour la densité de courant (3.12) en tenant compte de la définition du potentiel électrique (3.10) et de l'équation de continuité (3.3) :

$$\nabla \cdot (-D \nabla \rho_c - \mu_E \rho_c \cdot \nabla \Psi) + U \cdot \nabla \rho_c = 0 \quad (3.15)$$

Pour les systèmes d'écoulements d'air au travers de décharges couronnes, le terme de conduction dans l'équation de densité de courant (3.11) est dominant devant les termes de convection et de diffusion, aussi ces termes sont négligés dans la littérature pour les simulations numériques [103].

Les premiers et troisièmes termes de l'équation de transport de charge (3.15) sont négligés pour aboutir à l'équation suivante :

$$\nabla \cdot (\mu_E \rho_c \cdot \nabla \Psi) = 0 \quad (3.16)$$

Cette dernière équation est simplifiée par l'hypothèse de la constance de la densité de charge dans la zone de décharge, l'équation (3.16) devient :

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \Psi) = 0 \quad (3.17)$$

Avec  $\sigma$  : la conductivité électrique.

Au final, nous obtenons le système d'équations (3.4), (3.13 - 3.14) et (3.16) qui, pris avec les conditions aux limites associées, constitue le modèle électro hydrodynamique à coefficient constant.

### 3.4.2 Modèle de représentation à coefficient variable

Le deuxième modèle est basé sur le même système d'équations que le précédent ; toutefois la densité de charge étant considérée variable, l'équation (3.16) n'est pas simplifiée. La force électro hydrodynamique, est, dans ce cas aussi, introduite dans le système via le terme des forces volumiques extérieures. Ici, cette force dépend d'une fonction qui représente la densité de charge du plasma, sans toutefois la considérer explicitement, de plus, ce modèle tient compte de l'évolution spatiale de la décharge. La théorie de Townsend [65] montre que le coefficient d'ionisation  $\alpha'$  ou coefficient de Townsend, inclut l'ionisation par les chocs des électrons, ainsi que les phénomènes d'attachement et de détachement. Sa valeur dépend du champ électrique, de la nature et de la pression du gaz. Pour les cas des gaz polyatomiques comme l'air, les électrons perdent beaucoup d'énergie dans les chocs avec les molécules, et  $\alpha'$  est faible [107].

La variation de la pression ne change pas significativement le coefficient  $\alpha'$ , et sa valeur reste faible. Si la pression est grande, les chocs, très nombreux avec les molécules font que les électrons acquièrent difficilement de l'énergie. De même que pour les faibles pressions, les électrons acquièrent une grande énergie, mais ne rencontrent pas beaucoup de molécules. Par contre, la valeur du coefficient  $\alpha'$ , dépend fortement de la variation du champ électrique, l'expression approchée qui lie les valeurs locales de ces paramètres du fluide présent dans la zone de décharge, comporte deux constantes à déterminer :

$$\alpha' = A \cdot p \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{P}{E}\right) \quad (3.18)$$

Où A et B sont des constantes, p est la pression atmosphérique, et E le champ électrique local.

La figure 3.1 montre le coefficient d'ionisation de l'air  $\alpha'$ , donné en  $[m^{-1}]$  en fonction du champ électrique E en V/m, les courbes montrent la variation très rapide de ce paramètre avec l'augmentation du champ électrique, elles montrent aussi qu'en dessous de 3 MV/m les valeurs décroissent rapidement de plusieurs ordres de grandeur.

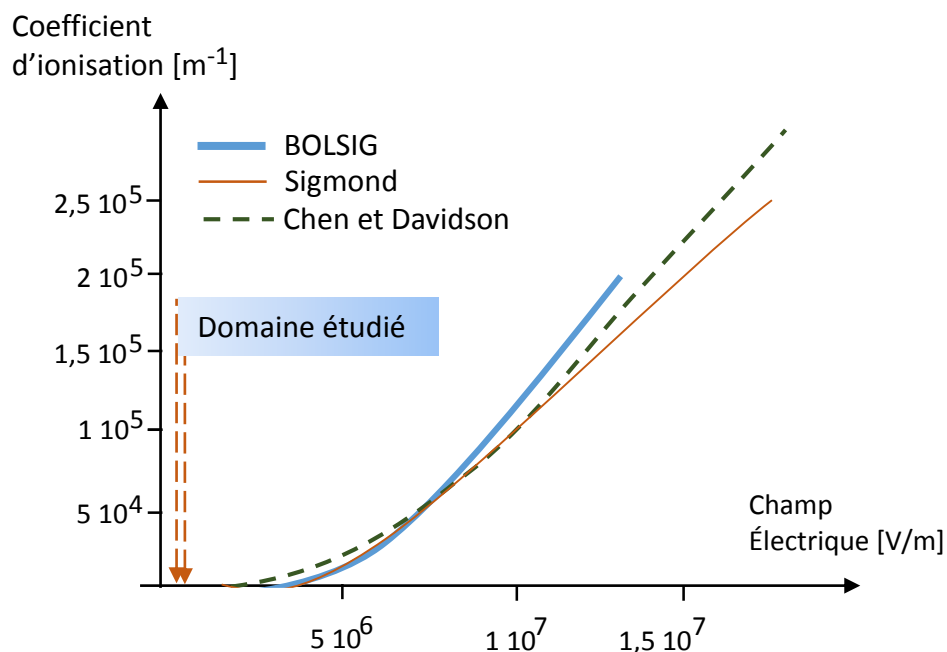


Figure 3.1 : Variation des coefficients d'ionisation de l'air [107]

### 3.5 Conclusion

L'effet physique d'un actionneur électro aérodynamique fait intervenir, au même temps, l'écoulement de l'air et une décharge électrique, ces phénomènes sont gouvernés par les équations de la mécanique des fluides, et celle de l'électrostatique.

Mathématiquement, l'effet des décharges est représenté par une force électrique injectée dans le terme source des équations de Navier-Stokes, les systèmes régissant les phénomènes électro hydrodynamiques sont donc couplés. Pour y remédier, l'hypothèse utilisée est celle du transport convectif des charges très faible comparé à la vitesse des ions, elle a été formulée et validée dans les années 1990 pour les systèmes des précipitateurs électrostatiques, depuis l'hypothèse a été vérifiée et confirmée par plusieurs recherches expérimentales et numériques, dans le domaine de l'électro aérodynamique.

Les décharges n'étant pas affectées par des vitesses d'écoulement libre jusqu'à 5 m/s, les résultats confirment son utilisation pour le découplage du système.

La modélisation d'un système électro aérodynamique se fait, dans notre thèse, par le calcul des forces de Coulomb, basées sur un coefficient représentant la densité de charge nette du plasma créé pendant la décharge. Nous avons montré la première approche de modélisation qui considère ce coefficient constant. La seconde approche prend en compte la distribution physique de la densité des charges du plasma dans l'espace de décharge. Nous allons voir, dans le chapitre suivant, les répercussions sur les résultats des simulations, des hypothèses formulées concernant ce paramètre électrique.

## CHAPITRE 4

### SIMULATIONS NUMERIQUES & RESULTATS

#### 4.1 Introduction

L'électro hydrodynamique est une discipline complexe, faisant intervenir simultanément, la mécanique des fluides et l'électricité. La littérature propose différentes méthodes de modélisations se voulant toutes, des outils pour la simulation, et la reproduction de ces phénomènes, c'est dans cette optique que le présent chapitre se propose de présenter deux modèles simples des interactions écoulements de fluides / plasmas froids ; simples, car l'objectif est de ne pas modéliser les espèces chargées du milieu ionisé.

La modélisation se fera suivant deux principes directeurs, d'une part les forces de Coulomb sont injectées dans le système de Navier-stockes après avoir été calculées à l'aide d'un coefficient représentant une densité de charge constante du milieu ionisé. De l'autre, les forces seront calculées par un coefficient variant suivant un modèle dont nous montrerons le développement.

Nous utilisons le code de calcul Fluent 16.0, basé sur la méthode des volumes finis pour simuler, et analyser numériquement les effets des décharges couronnes sur l'écoulement de l'air, l'intégration des modèles se fera à l'aide de programmes UDF écrits en langage C, que nous accrochons au code, pour lui permettre de prendre en compte les équations de l'électricité. Nous présenterons le travail de préproression concernant notre système, la présentation et l'analyse des résultats, seront montrées ensemble pour chaque cas étudié. Nous jugerons de la pertinence des hypothèses des modèles proposés par la comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales, et ceux d'une étude menée avec un modèle de cinétique chimique du plasma.

Le chapitre sera terminé par une conclusion qui synthétise les informations présentées et les résultats.

#### 4.2 Positionnement de l'étude

Le travail de cette thèse sera fait sur un système à l'écoulement d'air,

stationnaire, bidimensionnel et incompressible sur deux électrodes. Une décharge couronne volumique est produite pendant l'écoulement de l'air, par l'application de tensions électriques sur les deux fils, afin de générer une force électrostatique qui est la seule force extérieure prise en considération dans ce travail. D'autre part, la diffusion ionique est négligée. Nous considérons également que le coefficient de conduction  $\sigma$  et la mobilité des ions  $\mu_e$  sont constants et ne dépendent pas de l'intensité du champ électrique.

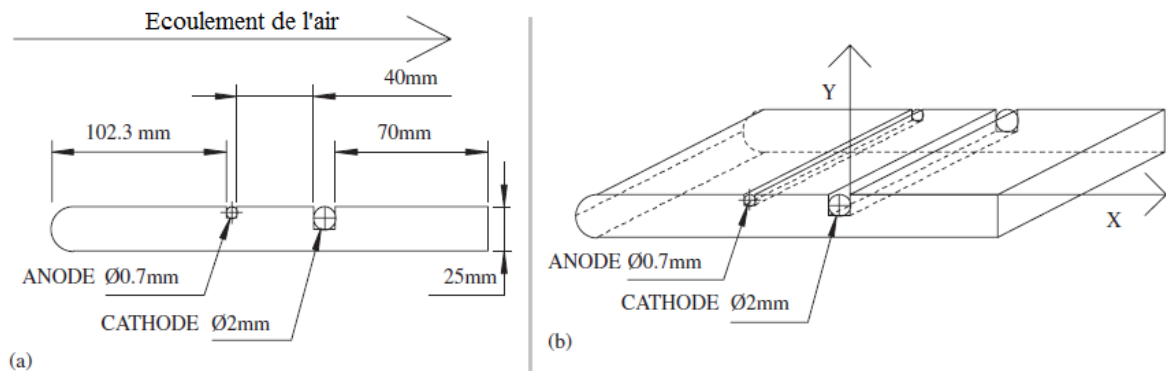


Figure 4.1 : a- Caractéristiques géométriques du système de l'étude, b-Vue en perspective de la plaque et des électrodes [108]

La figure 4.1 montre les caractéristiques géométriques du système de cette étude. Nous nous intéressons aux modifications des profils des vitesses de la couche limite en priorité. Pour cela, les deux modèles de simulations des décharges seront utilisés, le premier ayant été validé par de précédents travaux, a servi de base pour le développement du second modèle, dont ce chapitre présente les résultats.

### 4.3 Simulations numériques

Les calculs sont faits sur des cas d'écoulements bidimensionnels sur la plaque, avec prise en compte des forces électriques. A cette fin, le domaine d'écoulement de l'air est divisé en deux zones. Une région d'écoulement externe où la décharge n'a pas d'effets « Domaine 1 » ; celle-ci comporte une région, qui intègre les propriétés supplémentaires programmées, la zone inter électrodes « Domaine 2 » est modélisée par un polygone qui favorise l'écoulement (figure 4.2).



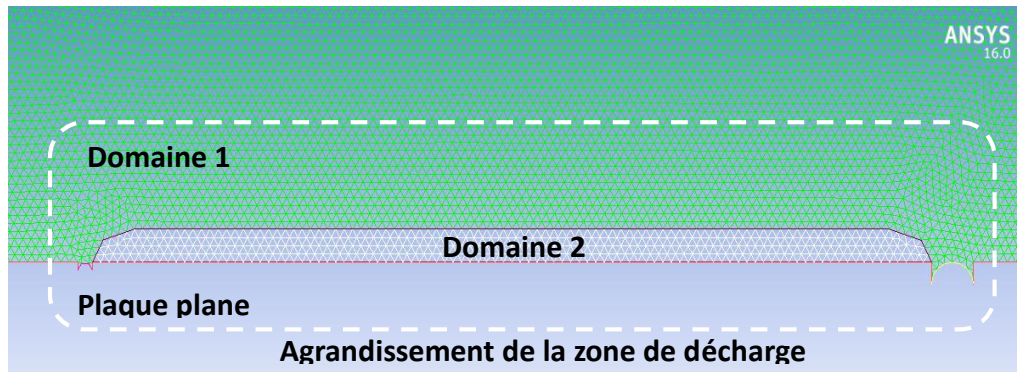


Figure 4.2 : Maillage de la zone interélectrodes ( Domaine 2 )

Cet espace se caractérise par une longueur de 40 mm, s'étendant sur toute la zone interélectrodes. L'influence de la hauteur  $h$  a été étudiée par Semmar [28], les auteurs ont déterminé le paramètre  $h$  adéquat pour traduire les effets des décharges, la figure 4.3 montre les résultats obtenus :

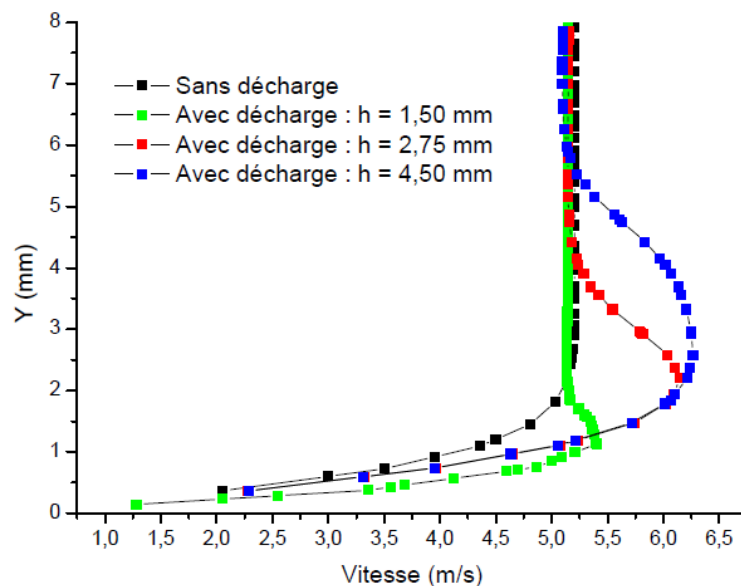


Figure 4.3 : Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode,  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  et  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$  [28]

Les profils des couches limites obtenus par les simulations sont différemment accélérés par les forces de Coulomb, l'effet varie suivant la hauteur d'application  $h$ . Les auteurs ont opté pour  $h$  supérieure ou égale à 1,5 mm, car pour les valeurs de  $h$  inférieures, l'effet de la force est faible. A cause des effets visqueux importants dans cette zone proche de la paroi. Pour les hauteurs  $h$  supérieures à 1.5 mm, l'effet du vent ionique est plus important comparé aux mesures expérimentales. Les résultats de cette étude ont confirmé la possibilité de décrire

le phénomène de vent ionique dans une décharge DC comme étant dû à la dérive d'espèces chargées créées dans les zones actives du domaine.

Le modèle mathématique associé au domaine 2 (Figure 4.2) est donné par les équations qui tiennent compte de toutes les hypothèses simplificatrices,

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\
 \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot \tau_{ij} + \alpha \vec{E} \\
 \Delta \phi &= 0 \\
 E &= -\nabla \phi
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Le modèle mathématique du domaine 1 est donné par les équations :

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\
 \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot \tau_{ij} \\
 \Delta \phi &= 0
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

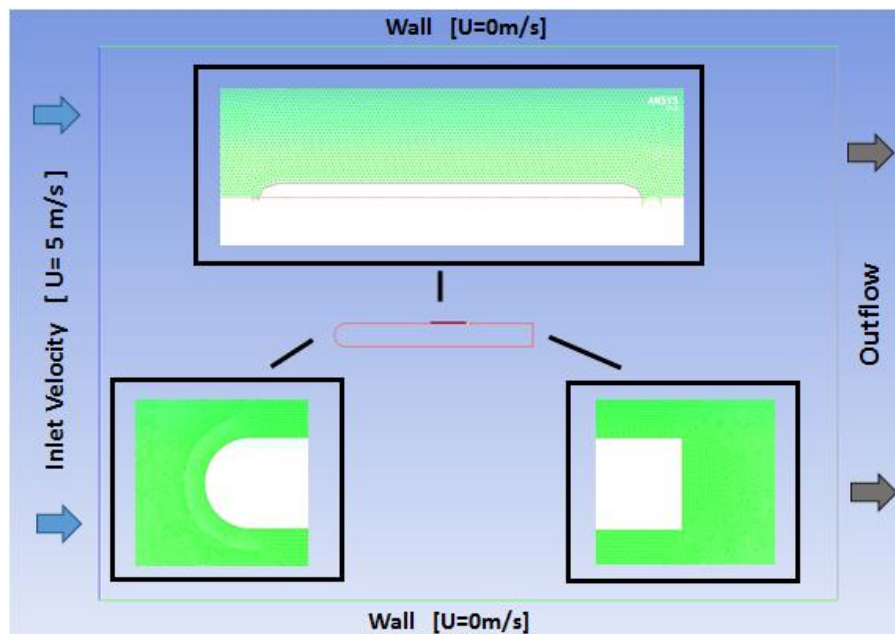


Figure 4.4 : Vue du maillage du système et des conditions aux limites associées.

Les conditions aux limites sont spécifiées une par une sur chaque frontière et chaque zone du système, celles-ci sont : une condition d'adhérence aux parois inférieure et supérieure du domaine et sur la plaque, un écoulement libre entrant avec une vitesse  $U_0$  dans le sens de l'anode vers la cathode et une condition de glissement sur la frontière (Figure 4.4).

La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT dans sa version 16.0, La prise en compte des forces électriques par ce dernier est rendu possible par une opération d'accrochage d'un module programmé UDF ( user defined function ) qui définit les fonctions et des scalaires qui seront dynamiquement chargés par le solveur pour augmenter les possibilités standards du logiciel [109,110].

#### 4.3.1 Résolution avec Fluent

Le code de calcul Fluent utilise la méthode des volumes finis. Le problème a été traité en deux dimensions pour toutes les configurations. Etant dit que l'écoulement du problème étudié dans ce travail est fortement influencé par les effets de bords que sont les forces extérieures de décharges volumiques agissantes très près de la paroi, et la condition d'adhérence des fluides dans cette même zone. Le maillage choisi pour l'étude a été volontairement raffiné dans les zones près des parois en particulier la zone de décharge. La modélisation de l'ensemble du système (représentation géométrique et phénomènes physiques) requière un réglage convenable du solveur, une fois trouvé, l'étape suivante est d'utiliser les conditions aux limites du système pour lancer les simulations.

#### 4.3.2 Maillage sous Gambit

Le logiciel Gambit 2.3.16 est utilisé pour la création de la géométrie et du maillage. Il propose une large palette de choix et d'options pour reproduire les géométries les plus complexes, et adapter la forme et les dimensions des cellules aux problèmes étudiés. La géométrie de la plaque équipée d'électrodes comporte deux domaines d'étude, et des rainures pour loger les électrodes. D'où l'utilisation d'un maillage non structuré à cellules triangulaires (figure 4.5), qui garantit une représentation numérique fidèle du système physique réel, dans ses détails les plus fins, ce maillage réduit aussi la diffusion numérique à son minimum.

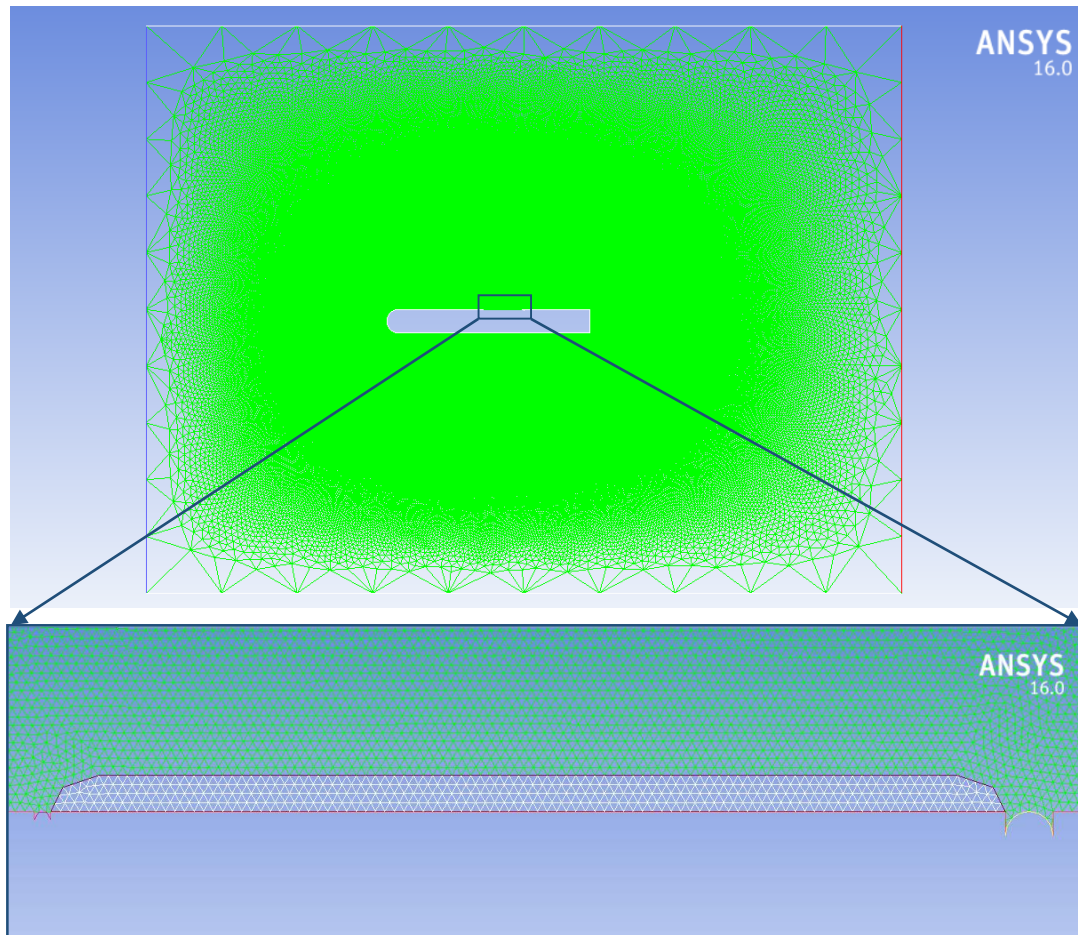


Figure 4.5 : Vue générale du Maillage non structuré utilisé pour l'étude avec un agrandissement de la zone de décharge

L'indépendance des résultats des simulations vis-à-vis de la densité du maillage a été vérifiée par la méthode qui consiste à choisir un nombre de nœuds de départ, puis le raffiner de plus en plus, en multipliant le nombre de nœuds par 2 et en comparant les résultats donnés pour chacun des maillages. Il suffit alors de choisir un nombre de nœuds parmi ceux qui donnent les résultats les plus rapprochés. Par exemple le tableau 4.1 montre cette opération faite par rapport à la force de trainée de la plaque. On peut voir qu'une densité de 38444 nœuds permet d'étudier ce paramètre. Dans cette étude, on s'intéresse en premier lieu à la couche limite et son accélération. Le maillage près des parois doit avoir une densité suffisante pour décrire convenablement ces phénomènes, ce qui ne peut être atteint qu'avec une densité de 398002 nœuds. Ce dernier offre le meilleur compromis en termes de temps de calcul et d'indépendance des résultats, est suffisant pour mener les simulations.

Tableau 4.1 : Résultats de l'étude de l'influence du maillage

Nombre de nœuds du maillage	Force de trainée de la plaque (N)
22857	0.235
38444	0.350
398002	0.354

#### 4.3.3 Implémentation sous Fluent

"Fluent" est un code de calcul utilisé pour simuler les écoulements des fluides et les transferts thermiques associés dans des géométries complexes, et résoudre des problèmes d'écoulement avec des maillages non structurés. Il est écrit en langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace. Il s'utilise à travers une interface graphique qu'un utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures [109, 110].

Le procédé de discrétisation employé par le code est la méthode des volumes finis qui est basée sur un volume de contrôle. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, telle que l'équation de continuité, ou l'équation de l'énergie, ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence, sont résolues par cette méthode statistique. En utilisant cette technique, Gambit, puis Fluent passent par les étapes suivantes :

- i. Elaboration d'un maillage par la discrétisation du domaine de calcul en volumes élémentaires ou volumes de contrôles.
- ii. Formulation intégrale des équations aux dérivées partielles.
- iii. Choix du schéma qui traduit la variation de la propriété physique pour le passage aux équations algébriques.
- iv. Constitution d'un système d'équations algébriques.
- v. Résolution du système d'équations algébriques.

#### 4.3.4 Intégration des équations électrostatiques dans Fluent

La forme générale de l'équation de transport pour une grandeur scalaire arbitraire  $\Phi_j$  qui peut être résolue par Fluent, est définie par :

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \text{div}(\rho U \varphi) = \text{div}(\Gamma \text{ grad } \varphi) + S_\varphi \quad (4.3)$$

Où  $\Gamma$  et  $S_\varphi$  sont le coefficient de diffusion et le terme source fournis par l'utilisateur pour chaque équation de grandeur scalaire.

Pour convertir Eq. (3.16) dans la forme d'Eq. (4.3), les variables sont définies comme suit :

$$\varphi = \phi \quad ; \quad \Gamma = \sigma \quad ; \quad S = 0 \quad ; \quad U = 0 \quad (4.4)$$

En outre, l'équation de transport doit être résolue sous sa forme d'état d'équilibre.

La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout dans les équations de Navier-Stokes d'un terme de force électrique :  $F = \alpha \cdot E$  ;  $\alpha$  étant un paramètre utilisé pour représenter numériquement des propriétés physiques des interactions du milieu ionisé avec l'écoulement de l'air [28]. Le chapitre reviendra sur les détails le concernant.

Notre contribution est d'ajouter un module de calcul supplémentaire dans fluent, qui permet de prendre en considération les grandeurs physiques électrostatiques, calculées par un facteur , ajusté suivant une variation représentant la distribution naturelle de la densité de charge de l'air soumis à un champ électrique dans la zone inter électrodes. Ce module sera programmé avec le langage C.

#### 4.3.5 Codage des « User Defined Functions » (UDF)

Les fonctions UDF (UDF : User Defined Fonction) citées plus haut sont chargées avec le solveur pour étendre le champ d'utilisation du code, elles sont utilisées dans le cas de conditions aux limites particulières et/ou pour définir des fonctions de certains problèmes non résolus par Fluent, comme dans notre cas. Si plusieurs fonctions doivent être codées, celles-ci doivent obligatoirement

être rassemblées dans le même fichier en langage C.

Par exemple pour définir le coefficient de conductivité électrique, on utilise :

```
#define DEFINE_DIFFUSIVITY(name, c, t, i)
real name(cell_t c, Thread *t, int i)
```

Des détails supplémentaires pour les UDF sont donnés en Annexe 4.

Les UDF permettent de définir les grandeurs physiques de l'équation (4.4) sauf pour la grandeur scalaire, qui est prise en charge par d'autres macros dans fluent.

Par ces macros, les paramètres géométriques du maillage et la valeur de différentes variables sont accessibles.

#### a - Codage des « User Defined Scalar » (UDS)

Les fonctions scalaires des équations de transport particulières sont représentées par des UDS. Dans notre cas, le potentiel électrique est défini par une fonction scalaire pour le faire compiler sous Fluent :

```
DEFINE_UDS_FLUX(name,face,thread,index)
```

#### b - Codage des « User Defined Memory » (UDM)

Les UDM servent à allouer des espaces mémoire pour les fonctions et des scalaires écrits et codés en langage c, pour permettre la compilation les calculs de simulation dans fluent. Ici, l'espace mémoire est nécessaire pour définir les forces électriques et ensuite les injecter dans les termes sources des équations de Navier-Stokes :

```
C_UDMI (cell, thread,index) ;
```

Le code écrit contient les macros de Fluent suivants :

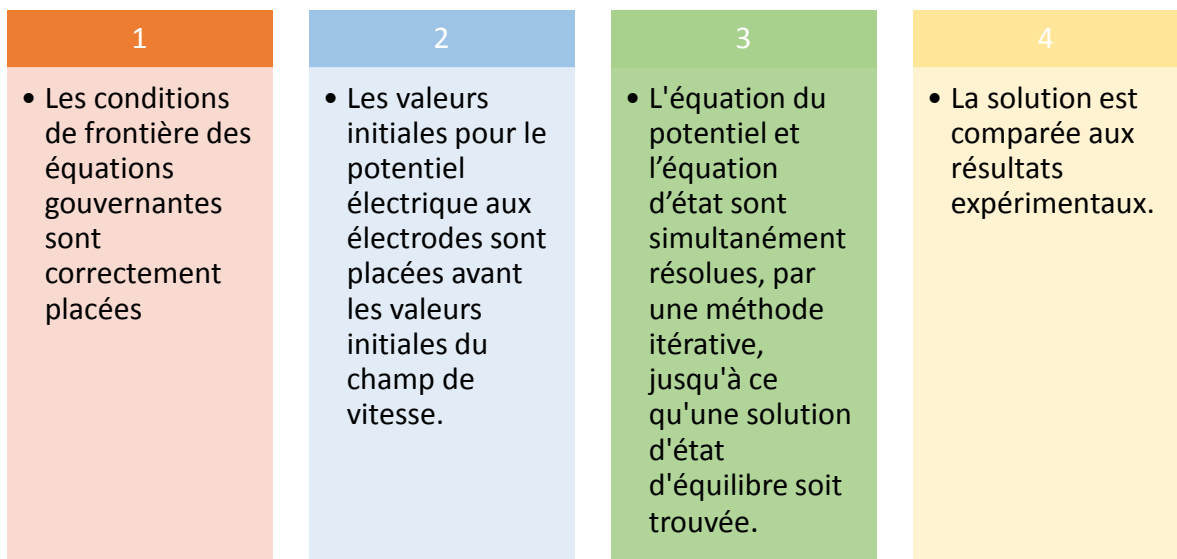
1. Un macro UDF pour définir le terme source ;
2. Un macro UDF pour définir le terme convectif ;
3. Un macro UDF pour calculer la conductivité électrique ;

4. un macro UDS (User-Defined scalar) pour définir la grandeur scalaire potentiel électrique ;

5. un macro UDM (User-Defined Memories) pour définir et calculer les forces électriques qui seront introduites sous forme de terme source dans les équations de Navier- stokes [110];

c - Algorithme numérique de calcul :

L'algorithme global pour résoudre le système d'Eqs. (4.1) et (4.2) est récapitulé dans des étapes suivantes [28]:



## 4.4 Résultats

### 4.4.1 Champ de vitesse de l'écoulement sans décharge

Au préalable, l'écoulement sur le système est testé sans décharge, pour une vitesse d'entrée  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , utilisant un maillage non structuré à 398002 nœuds. La figure 4.6 montre la distribution des vitesses sur le système, la figure 4.7 montre les vecteurs de vitesse près de la paroi et l'apparition de la couche limite.



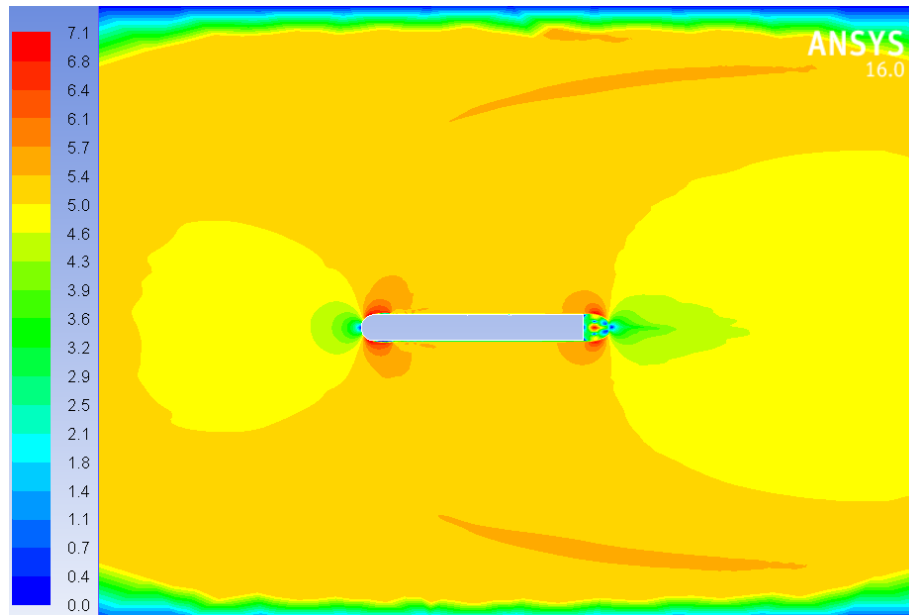


Figure 4.6 : Distribution des vitesses sur le système sans décharge  $U_0 = 5$  m/s

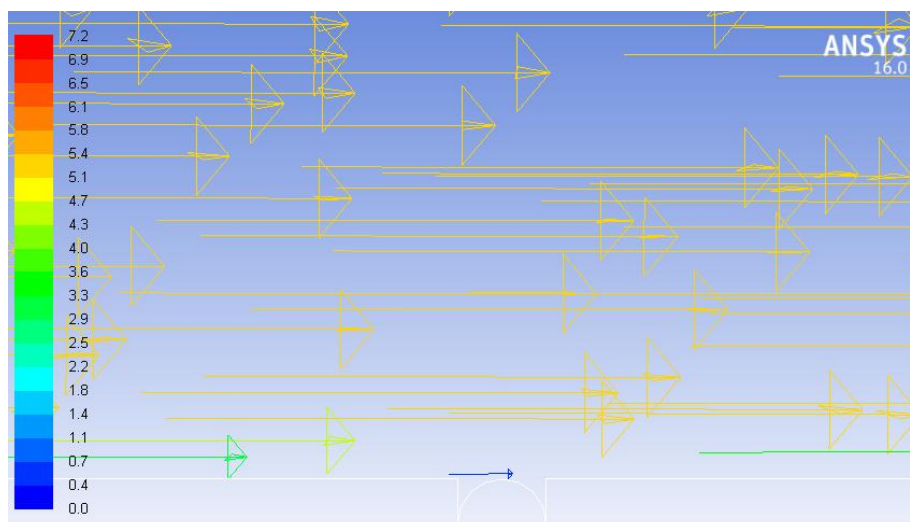


Figure 4.7 : Vecteurs vitesse de l'écoulement autour de la cathode  $U_0 = 5$  m/s

#### 4.4.2 Distribution du potentiel électrique

La distribution du potentiel électrique autour de notre système est montrée sur la figure 4.8, sa variation sur la zone de décharge fait apparaître certaines particularités, très importantes du point de vue des hypothèses considérées lors de la modélisation, en particulier les hypothèses sur les paramètres électriques. La figure 4.9 montre un grossissement du domaine défini pour reproduire l'action du vent ionique sur la couche limite :

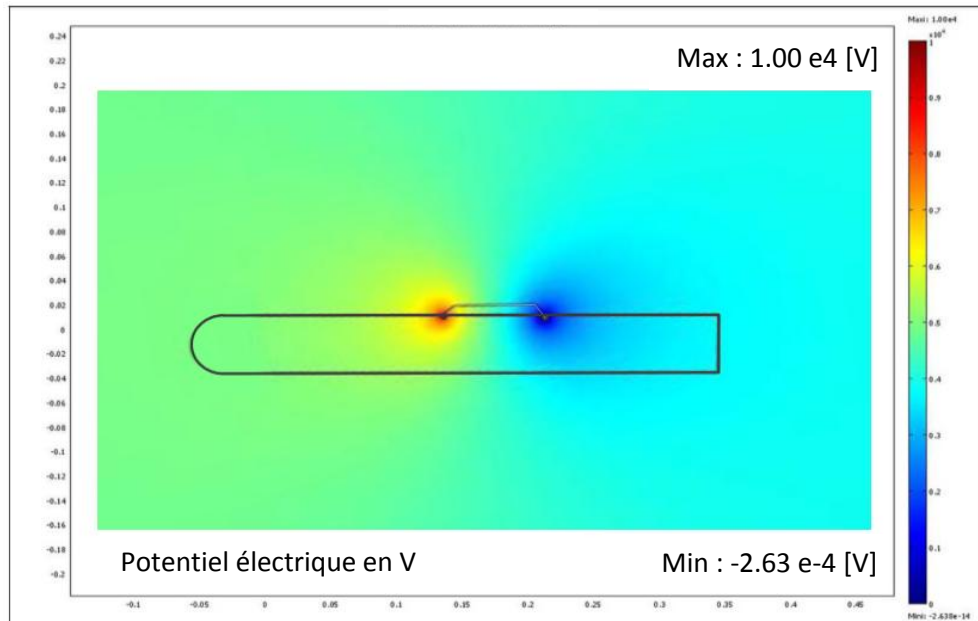


Figure 4.8 : Champ du potentiel électrique dans le système de la plaque plane

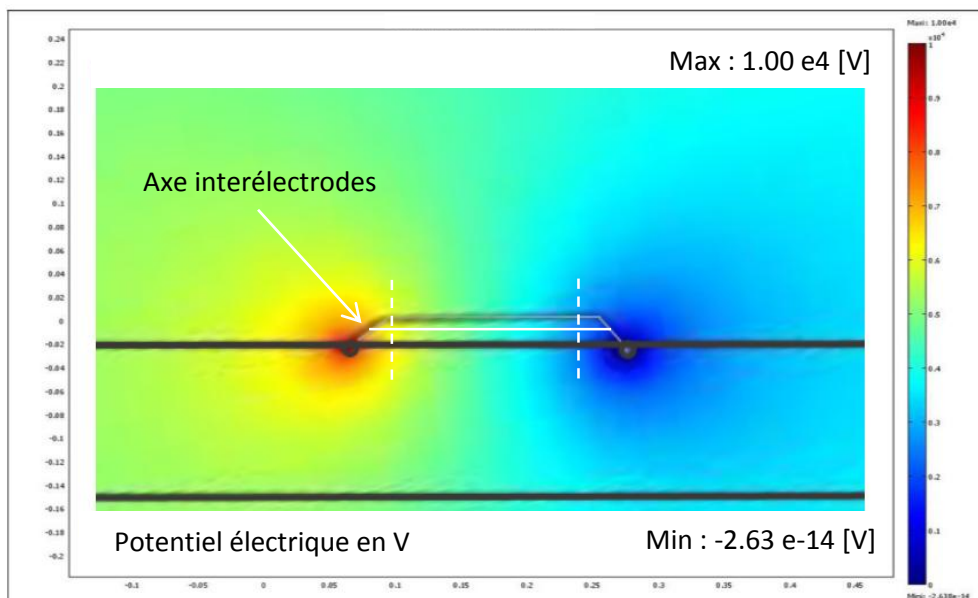


Figure 4.9 : Champ du potentiel électrique sur la zone de décharge

En effet, dans le domaine limité pour simuler les effets des décharges en particulier, nous remarquons que la variation du champ fait apparaître, trois zones principales, relativement aux taux de variations suivant l'espace. Ces zones sont, la région médiane entre les deux électrodes, ainsi que deux régions adjacentes à celle-ci. La figure 4.10 montre une courbe des valeurs simulées du champ électrique sur un axe passant entre les deux électrodes, et à mi-hauteur de la zone de décharge (voir figure 4.9):

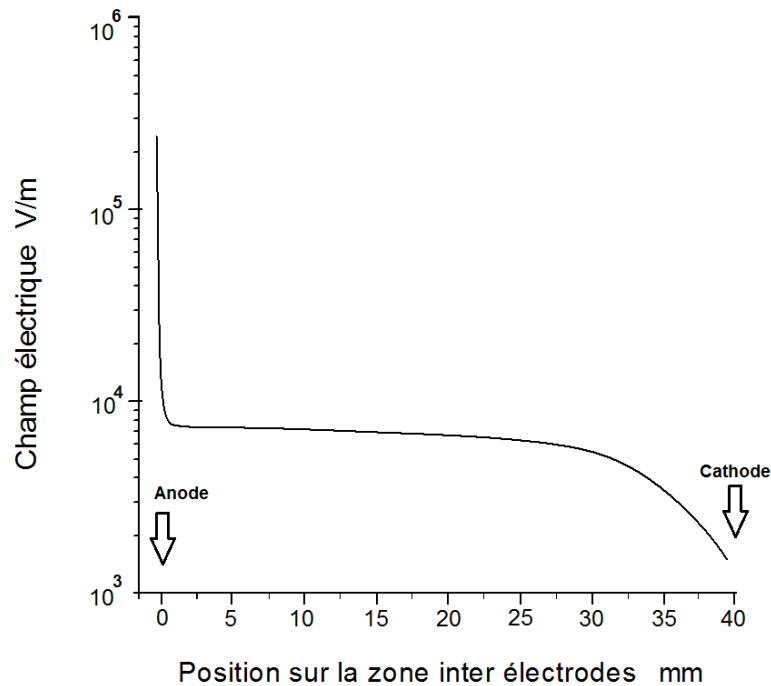


Figure 4.10 : Distribution du champ électrique sur l'axe inter électrodes

- Sur la zone médiane, qui s'étend sur 70% de l'espace de décharge, la variation du champ électrique est très faible. Vu l'importance de cette zone, la première approche fut de supposer que le coefficient d'ionisation (qui dépend fortement de ce paramètre voire § 3.4) était constant.

- Les zones près des électrodes sont caractérisées par le changement rapide de l'intensité du champ électrique, bien que cette évolution soit restreinte aux régions voisines des électrodes qui constituent 30% de la zone de décharge, l'augmentation importante de l'intensité du champ électrique nous oriente à considérer ses effets sur l'écoulement par le développement d'un modèle adéquat.

Les observations citées ici sont en accord avec les propriétés des décharges couronnes, c.-à-d. une forte non-uniformité du champ électrique, créée par une haute tension électrique appliquée à des électrodes, dont les rayons de courbure sont très différents. Nous allons dans la suite de ce chapitre présenter des résultats de simulations des deux modèles cités, en examinant l'impact des hypothèses faites sur les propriétés électriques de la zone de décharge sur la qualité des résultats numériques.

### 4.4.3 Modèle n°1 : hypothèse d'une densité de charge constante

#### 4.4.3.1 Vent ionique

Dans une première phase, et afin d'apprécier l'intensité réelle des forces de Coulomb appliquées sur l'écoulement, une simulation de la décharge est effectuée sur un écoulement à  $U_0 = 0.09$  m/s choisi pour représenter une atmosphère au repos autour de la plaque plane, avec des tensions de 22 kV à l'anode et 10 kV à la cathode.

Le modèle utilisé ici est basé sur un coefficient constant représentant la densité de charge,  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$ , le même maillage est utilisé avec les mêmes conditions aux limites, hormis la vitesse d'entrée de l'air qui peut être ajustée individuellement pour chaque cas.

La figure 4.11 montre la distribution des résultats des forces électrostatiques sur l'axe passant entre les deux électrodes, (voir figure 4.9) ces données ont été obtenues par la fonction XYPLOT du solveur, et la fonction « Custom Field Functions » qui permettent de définir une expression utilisant les variables de l'écoulement pour contrôler des paramètres et des propriétés absentes de l'interface standard du code Fluent . Dans ce cas , la courbe est celle de la résultante des composantes qui sont enregistrées en UDM0 (Fx) et UDM1 (Fy) par le code (voir § 4.3.5.b):

$$F = (F_x^2 + F_y^2)^{0.5} = (UDM_0^2 + UDM_1^2)^{0.5} \quad (4.5)$$

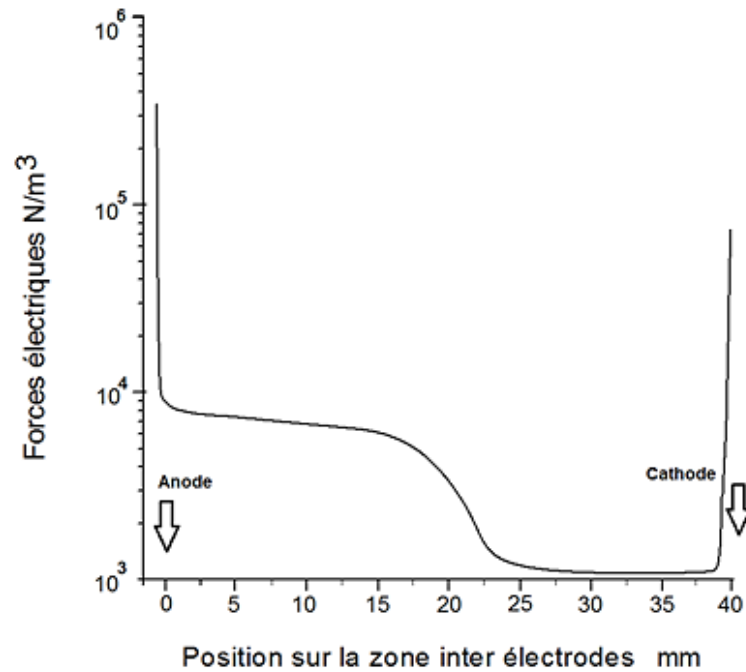


Figure 4.11 - Distribution des forces de Coulomb (Résultantes des forces  $f_x$  et  $f_y$ )

La courbe de distribution des forces a quasiment la même allure que celle de la distribution du champ électrique, ce fait est dû à la nature du modèle lui-même qui calcule ces forces par le produit de la constante  $\alpha$  et de la valeur locale du champ, ce résultat correspond à nos attentes.

L'action de la force déterminée est appliquée à l'air au repos. Sur la figure 4.12 l'écoulement provoqué par la décharge couronne est montré, celui-ci se caractérise par une forte accélération très près de la paroi solide, qui se diffuse aux couches supérieures par le fait de la viscosité de l'air, la figure 4.13 montre les vecteurs vitesse correspondants, qui donnent une indication supplémentaire sur l'orientation de l'écoulement, et l'intensité de l'effet très près de la surface.

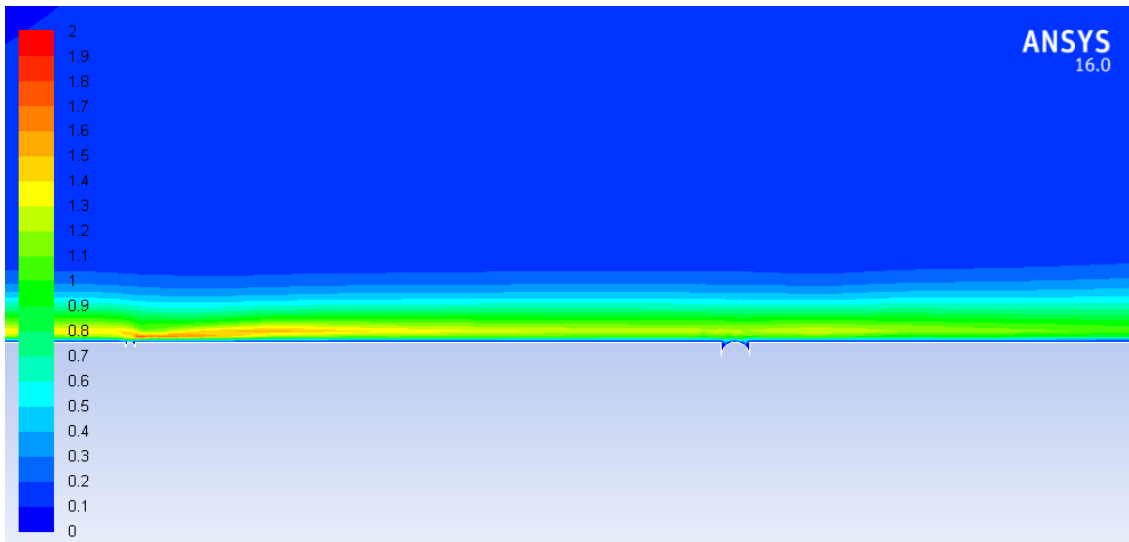


Figure 4.12 : Ecoulement induit sur le système pour  $U_0= 0$  m/s,  $\Delta V=32$  kV

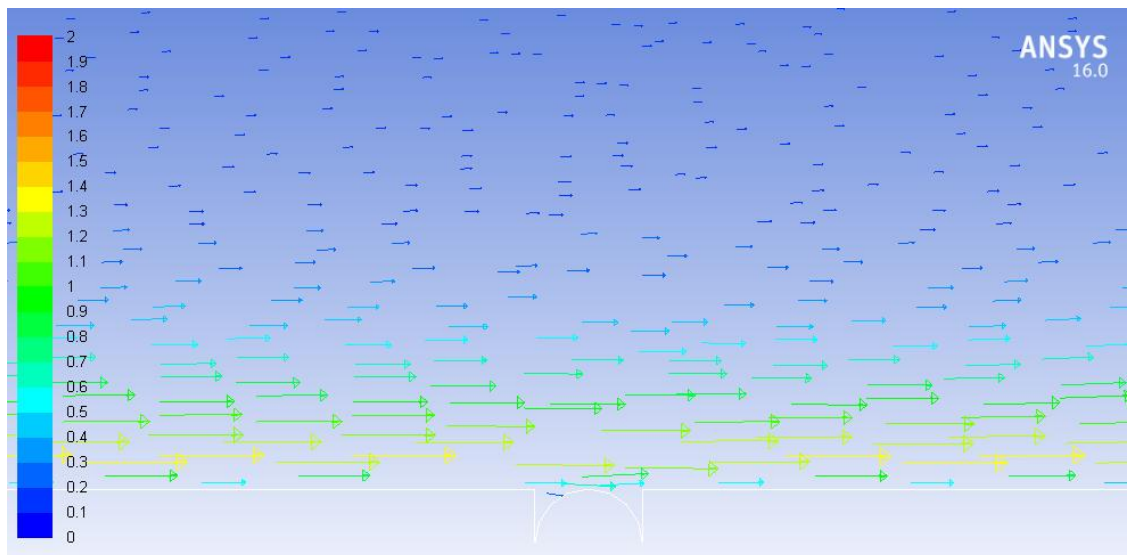


Figure 4.13 : Distribution des vitesses sur le système pour  $U_0= 0$  m/s,  $\Delta V=32$  kV

Pour mieux analyser cet écoulement induit, les profils des couches limites créés sont pris en différentes stations de l'écoulement, le vent ionique ainsi obtenu est représenté sur la figure 4.14 :

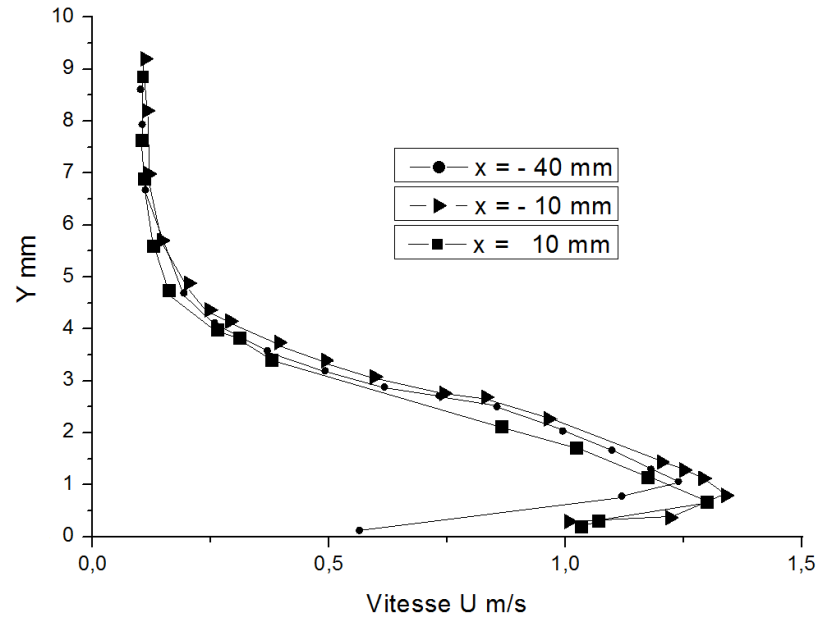


Figure 4.14 – Profils des couches limites dans la région de l'actionneur avec :  
 $U_0 = 0 \text{ m/s}$ ,  $\Delta V = 32 \text{ kV}$

Les profils des couches limites prises en différentes stations de la zone inter électrodes montrent que l'accélération de l'air est plus intense dans la région de l'anode où le maximum de vitesse de 1.4 m/s est disponible à  $y = 8 \text{ mm}$ . L'effet s'affaiblit ensuite en se rapprochant de la cathode, et finit par disparaître ( $U = 0 \text{ m/s}$ ) à quelques centimètres après celle-ci. Semmar [28], a montré que cette répartition dépend de la tension imposée à chaque électrode. En considérant la différence de potentiel fixe, le potentiel électrique absolu appliqué sur une électrode agit sur l'action de la décharge dans le voisinage de celle-ci, la figure 4.15 montre l'effet du choix des tensions ( Anode / Cathode pour  $\Delta V = 40 \text{ kV}$  et  $50 \text{ kV}$ ) sur la couche limite pour  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  :

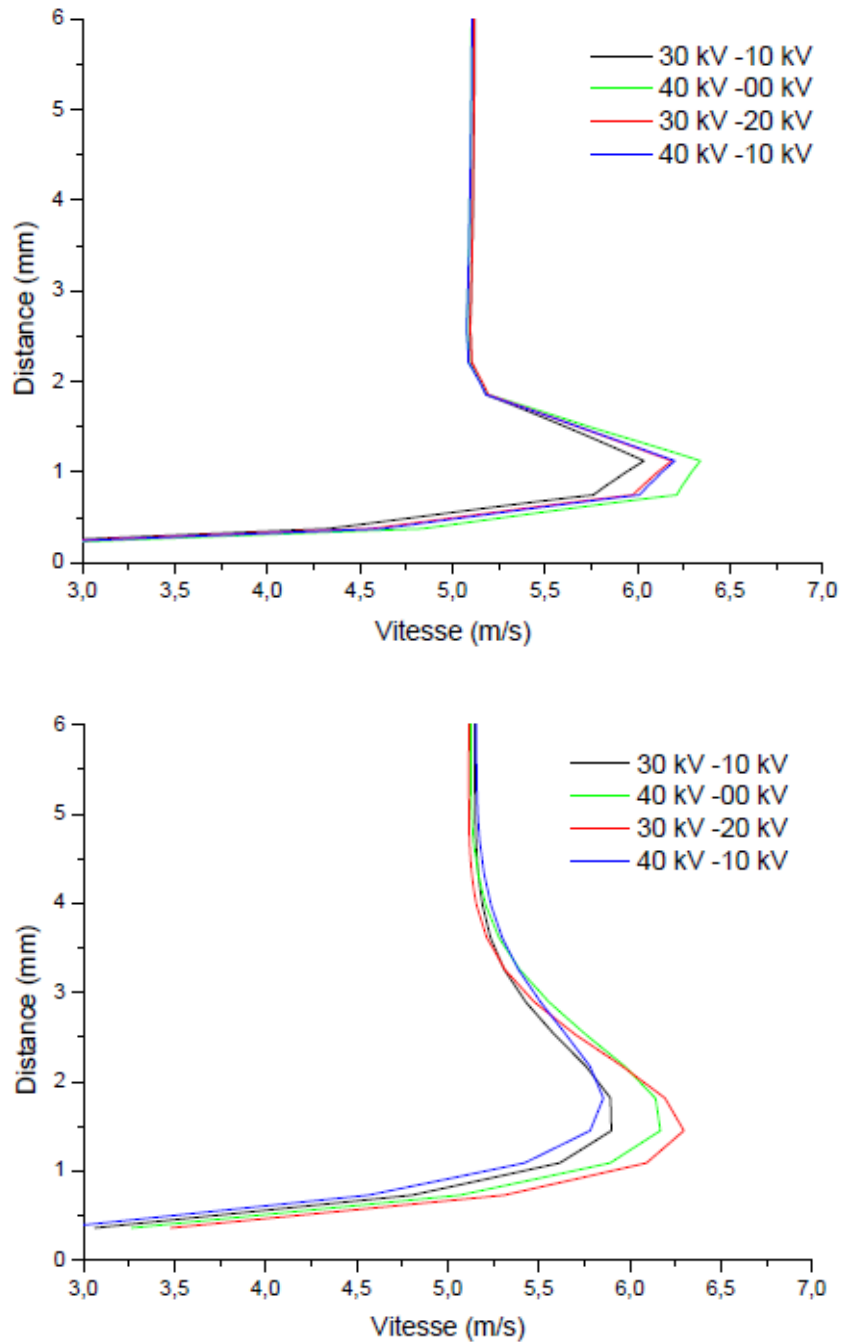


Figure 4.15 : Profils de vitesse à 1 cm en aval de l'anode en haut, 1 cm en aval de la cathode en bas, pour  $U_0 = 5$  m/s [28].

Les auteurs ont ainsi mis en évidence la possibilité de contrôler l'intensité de l'effet de la décharge sur la zone où était inséré l'actionneur, et de favoriser un effet plutôt dans la région d'une électrode ou de l'autre.

Il est intéressant de comparer ces données avec une étude réalisée par Manier et al 2007 [111], sur la même plaque avec une décharge couronne



surfacique, créée par des électrodes plaque fixées de part et d'autre du bord d'attaque, dans une atmosphère au repos, les auteurs ont mesuré une vitesse maximale du vent ionique de 1 m/s pour des tensions de 44 kV, la figure 4.16 montre la configuration expérimentale de cette étude et les résultats obtenus.

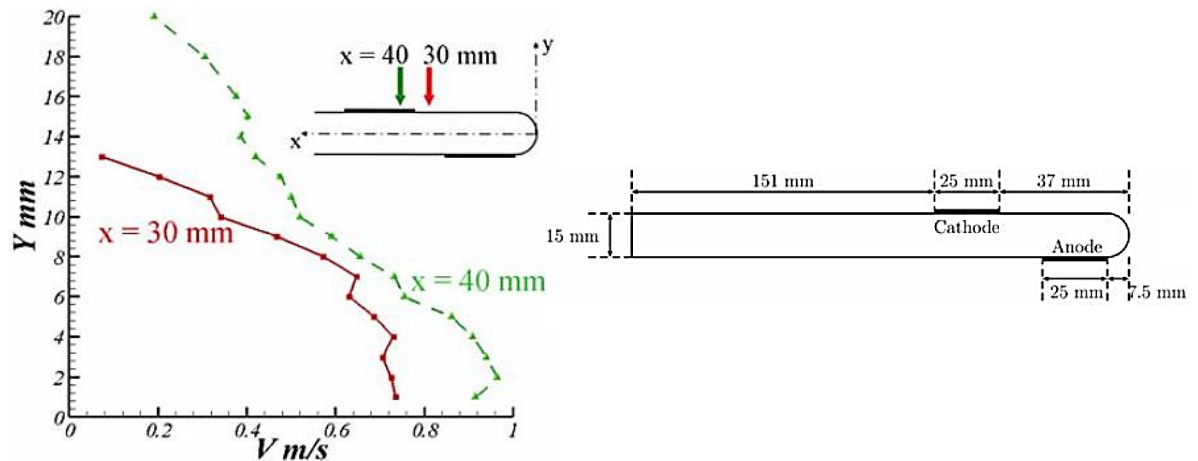


Figure 4.16 : Ecoulement induit par une décharge couronne surfacique  $U_0 = 0$  m/s,  $\Delta V = 44$  kV [111]

Dans ce cas le vent ionique induit est légèrement inférieur à nos résultats de simulations, cependant la couche limite créée par ces expériences est significativement plus épaisse, cet effet étant dû à la configuration expérimentale choisie, qui contraint l'air à remonter de l'intrados vers l'extrados imprimant un effet de rotation au fluide, et, par voie de conséquence, des écarts de vitesses du centre vers l'extérieur, accentués par la condition d'adhérence à la paroi. Dans notre système l'épaisseur de la couche limite est de 1 mm et est uniquement due à l'action de la décharge près de la surface.

#### 4.4.3.2 Validation des résultats

Les travaux expérimentaux de Moreau 2005 [108] serviront pour la validation des résultats présentés dans la suite de ce travail. Ces derniers seront obtenus à l'aide d'un domaine de calcul 2D dont le maillage non structuré est composé de 398002 nœuds. Les calculs sont faits sur un ordinateur équipé d'un processeur cadencé à (5 x 3.5) GHz. Le raffinement de ce maillage permet de capter des détails très fins de l'écoulement en zone proche paroi et de se rapprocher des résultats des expériences.

#### 4.4.3.3 Ecoulement libre $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , $Re = 5 \cdot 10^4$

En utilisant les mêmes paramètres des simulations précédentes, on applique une vitesse d'entrée  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  pour tester le modèle avec  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$ , la figure 4.17 donne les profils des couches limites simulées et mesurées sans décharge :

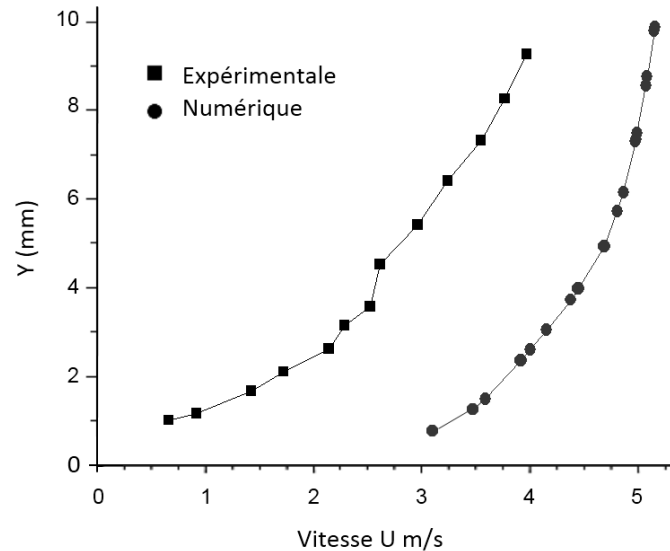


Figure 4.17 : Résultats numériques et expérimentaux sans décharges superposés pour  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4$

Les résultats expérimentaux sont considérés comme référence pour la comparaison et le calcul des écarts, le tableau 4.2 confronte les valeurs numériques aux valeurs expérimentales :

Tableau 4.2: Comparaison des résultats pour  $U=5 \text{ m/s}$  sans décharge

Y mm	Expérimentale Sans Décharge	Numérique Sans Décharge	Ecart %
1.0	0.7	3.3	371
1.2	0.9	3.4	278
1.7	1.5	3.7	147
2.2	1.7	3.8	124
2.8	2.1	4.0	90
3.2	2.3	4.1	78
3.6	2.5	4.2	68
4.5	2.6	4.6	77
5.5	2.9	4.7	62
6.5	3.2	4.9	53
7.4	3.5	4.9	40
8.4	3.7	5.0	35
9.3	3.9	5.1	371

La simulation du processus a permis d'approcher l'expérience avec une moyenne de 119% d'écart pour le cas sans décharge. Le décalage entre les résultats expérimentaux et numériques s'explique, entre autres raisons, par le fait que le tube capillaire de Pitot utilisé pour les mesures, est sensible aux composantes transversales de la vitesse. Celles-ci ont donc une grande influence. Par contre dans le cas numérique, les deux composantes de la vitesse ont été prises en charge et leur effet se voit pendant la comparaison.

La figure 4.18 montre le cas avec décharge et la comparaison entre les mesures de Moreau et al. [108], et les résultats des simulations :

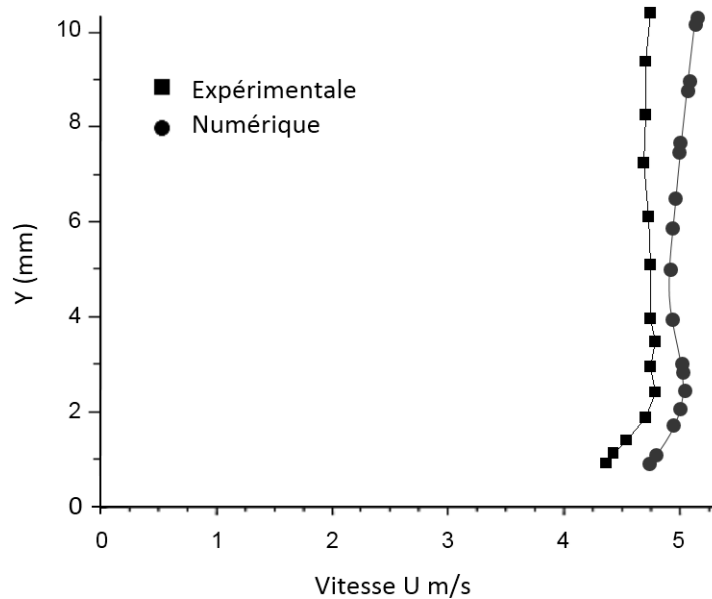


Figure 4.18 : Résultats numériques et expérimentaux avec décharge superposés avec  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ , pour  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4$ .

Une augmentation de la vitesse de l'air est observée au niveau de la couche limite après la décharge électrique. Cette accélération est confinée très près de la paroi. Les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience, cette fois, grâce à la décharge qui accélère les composantes transversales, l'effet de celles-ci devient dominant sur la mesure, et les écarts des simulations avec les mesures se réduisent à 8% en moyenne comme le montre le tableau 4.3 .

Tableau 4.3: Comparaison des résultats pour  $U=5$  m/s avec décharge Modèle 1

Y mm	Expérimentale Avec Décharge	Numérique Avec Décharge	Ecart %
1.0	4.3	4.8	12
1.2	4.4	4.9	11
1.7	4.6	5.0	9
2.2	4.6	5.1	11
2.8	4.6	5.1	11
3.2	4.6	5.0	9
3.6	4.7	4.9	4
4.5	4.7	4.8	2
5.5	4.7	4.9	4
6.5	4.7	5.0	6
7.4	4.6	5.0	9
8.4	4.7	5.0	6
9.3	4.6	5.0	12

La figure 4.19 montre la distribution des vitesses.

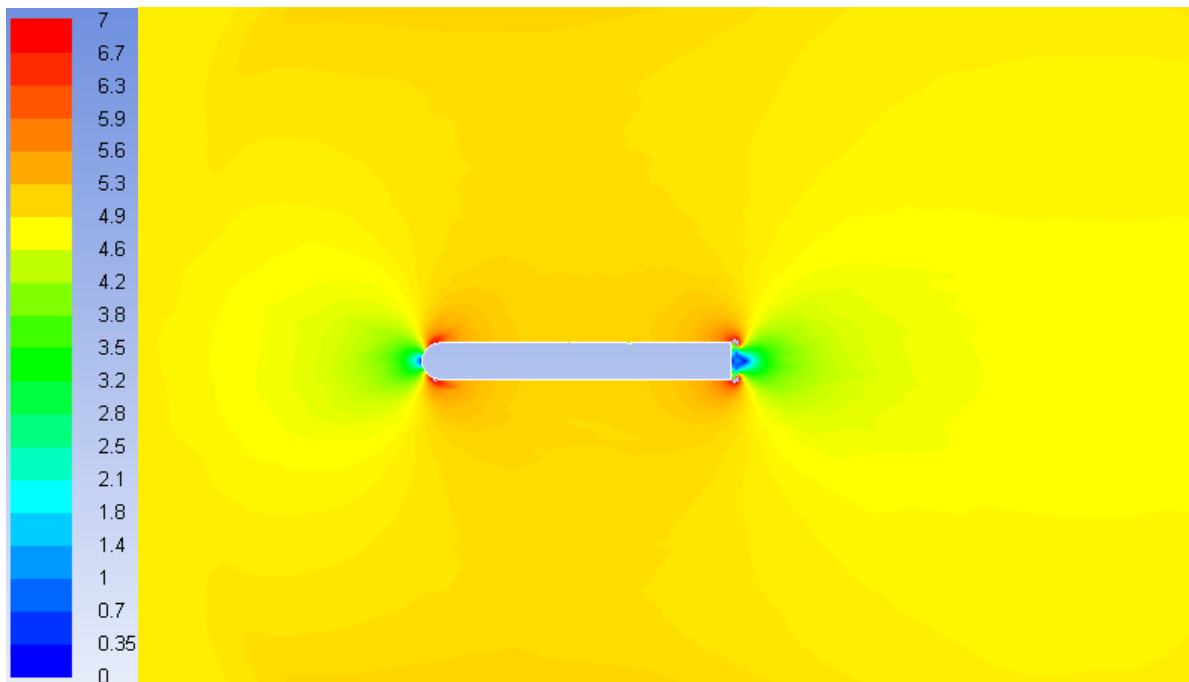


Figure 4.19 : Distribution des vitesses pour le cas avec décharge  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  
 $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ , pour  $U_0 = 5$  m/s,  $Re = 5 \cdot 10^4$

#### 4.4.3.4 Ecoulements libres de $U=10$ m/s et 17 m/s

Pour cette partie de l'étude, les couches limites obtenues par les simulations sont comparées avec les mesures de Moreau et al [108], la figure 4.20 montre les profils des couches limites simulées, superposées, avec et sans décharges :

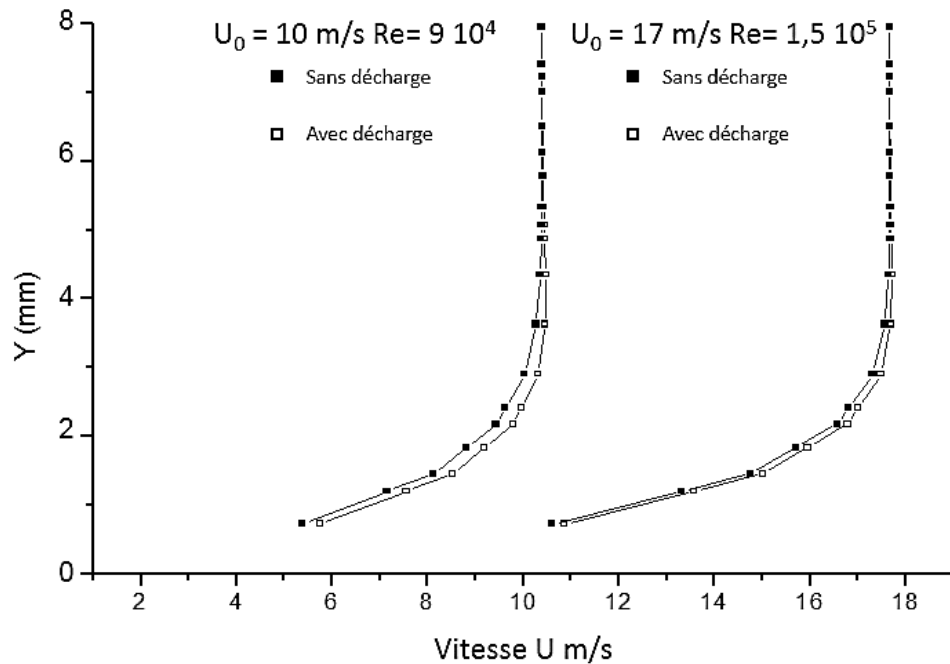


Figure 4.20 : Profils des couches limites avec et sans décharge, pour

$$\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}, \varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$$

Les profils des couches limites sont, comme pour le cas  $U_0 = 5$  m/s, affectés par les décharges, nous constatons aussi, que l'effet est moins visible avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, et devient presque invisible à  $U_0 = 17$  m/s ce qui concorde avec les observations expérimentales de Moreau et al. [108].

#### 4.4.3.5 Ecoulements supérieurs à 17 m/s

Comme nous l'avons montré au paragraphe précédent, l'effet sur les profils des couches limites est très faible à des vitesses  $U_0 = 10$  m/s et, n'est plus visible vers  $U_0 = 17$  m/s, aussi pour des vitesses  $U_0 = 20, 25, 33$  m/s ; les simulations sont validées par les nombres  $Ne_{HD}$ , ( voir paragraphe 2.8.2), donnés expérimentalement par Moreau et al. [108], les auteurs ont indiqué avoir utilisés des cou-

rants de décharge  $I$  de 2 mA/m, la mobilité des ions a été estimée  $\mu_e = 1.43 \cdot 10^4$  m<sup>2</sup>/Vs. Les nombres  $N_{EHD}$  sont calculés à différentes hauteurs de la plaque ( $y$  allant de 0.1 à 1 mm  $x= 10$  mm) dans la partie inférieure de la couche limite (voire figure 4.21), chaque nombre exprime donc, l'action de la décharge couronne en cette station de l'écoulement uniquement.

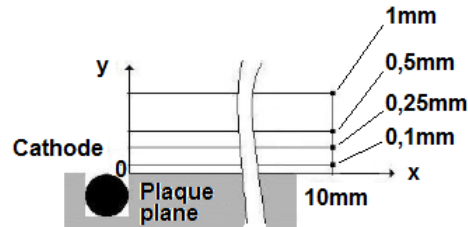


Figure 4.21 : Positions de calcul des nombres  $N_{EHD}$

Les Simulations sont effectuées, comme l'ont expérimentées les auteurs avec des tensions  $\varphi_{\text{anode}} = 22$  kV et  $\varphi_{\text{cathode}} 10$  kV. Le modèle K-e std est utilisé pour simuler les écoulements turbulents. La figure 4.22 montre les résultats (les nombres  $N_{EHD}$  de la partie laminaire sont ici donnés à titre indicatif). La concordance des résultats est excellente pour les écoulements laminaires, les nombres calculés pour les écoulements turbulents montrent des écarts par rapport aux expériences, cela est très probablement dû au modèle K-e qui ne permet pas de reproduire toutes les propriétés des écoulements en couche limite.

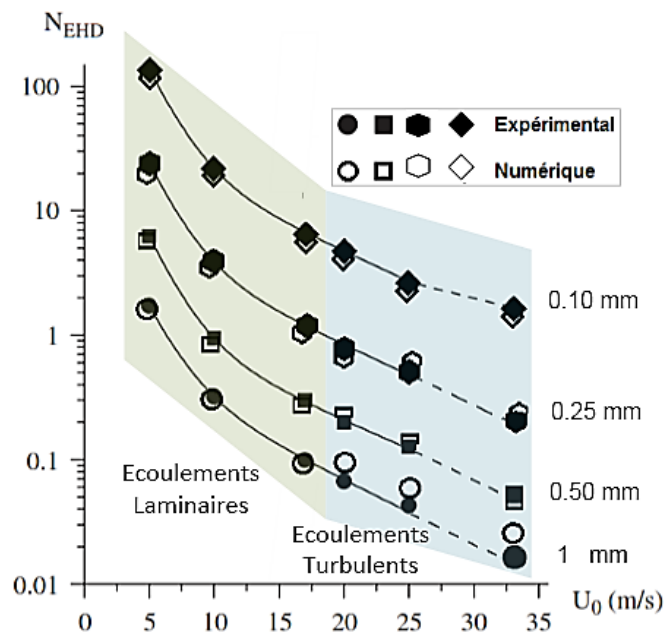


Figure 4.22 : Nombres  $N_{EHD}$  calculés pour diverses vitesses  $U_0$  d'écoulement

#### 4.4.3.6 Résultats sur un système d'hyper sustentation

Le modèle présenté dans les paragraphes précédents a été appliqué sur un système d'hyper sustentation composé d'une aile et d'un volet, le système placé dans un écoulement d'air avec à  $Re_{ch} = 0.55 \cdot 10^6$  (nombre de Reynolds à la corde de l'aile), est constitué d'une aile (profil NACA 4412) de 1.55m d'envergure derrière laquelle est placé un volet (profil NACA 4415), l'ajustement par rapport à la corde de l'aile C est montré sur la figure 4.23 :

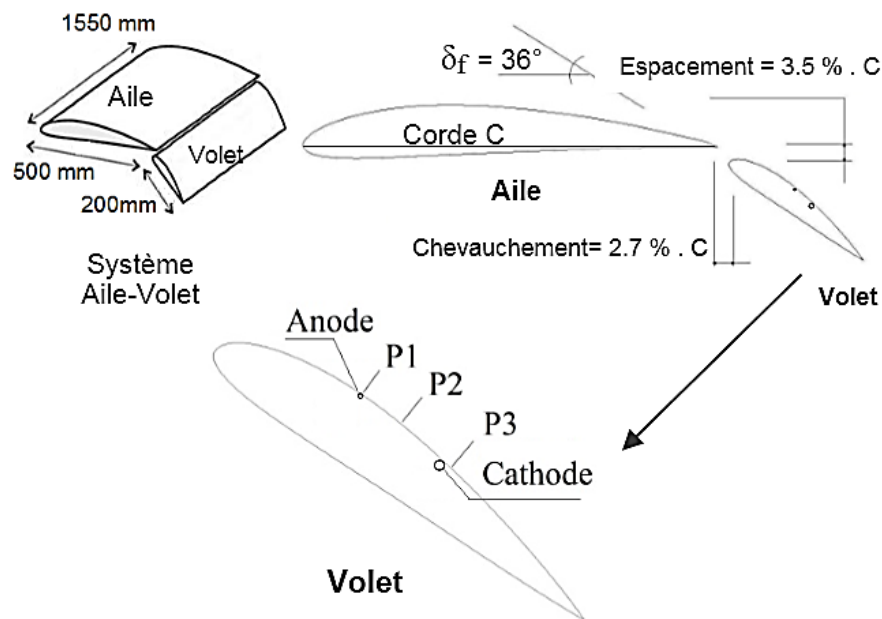


Figure 4.23 : Configuration du système d'hyper sustentation

Le modèle de turbulence K- $\epsilon$  RNG est utilisé pour suivre l'évolution de l'écoulement avec les forts angles d'attaque AOA, et reproduire les valeurs expérimentales de Petz & Nitsche 2007 [112] qui ont servi à la comparaison avant l'actuation par les mems. Les électrodes sont soumises à de hautes tensions électriques (22KV pour l'anode et -10KV pour la cathode), leurs positions doivent optimiser les performances aérodynamiques du système, en retardant le décollement de la couche limite, pour augmenter la portance, aussi l'anode et la cathode sont positionnées d'une manière telle que la zone de décollement reste contenue dans la zone de décharge pour les différents angles d'attaque AOA°.

Le logiciel Gambit 2.3.16 est utilisé pour générer un maillage non structuré de 66000 nœuds sur le domaine, la zone de décharge est maillée plus finement pour capter les variations des propriétés des écoulements. La figure 4.24 montre une

vue générale du maillage, des conditions aux limites du système ainsi qu'un agrandissement de la zone de décharge :

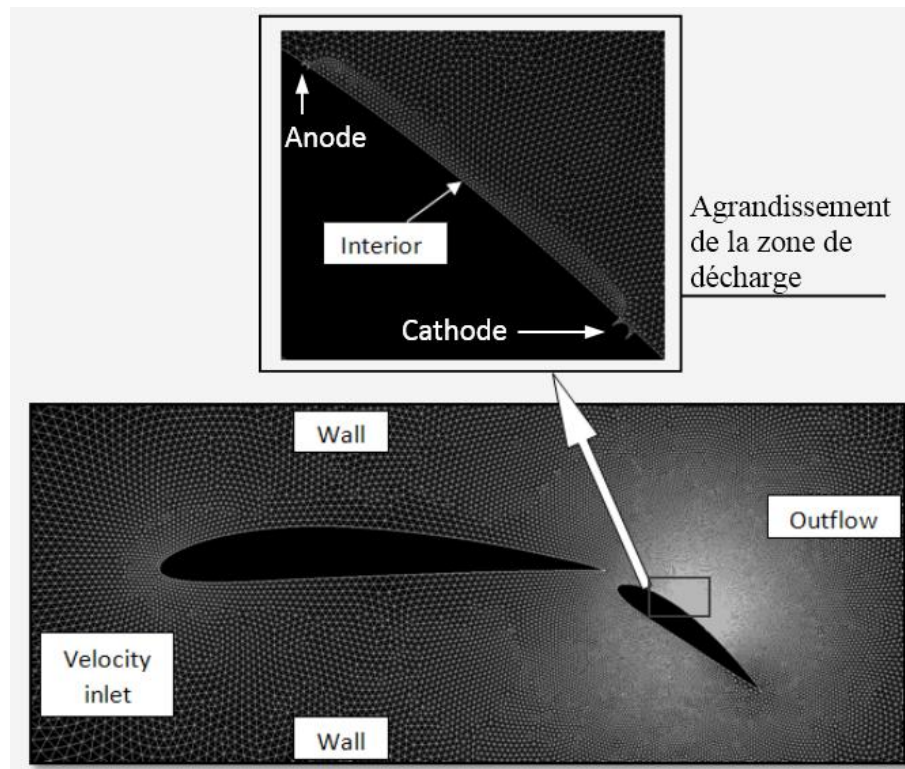


Figure 4.24 : Vue générale des caractéristiques du maillage du système

La variation de l'angle d'attaque se fait par l'introduction, dans le solutionneur, des composantes du vecteur de la vitesse correspondantes à chaque angle, ceci permet d'utiliser le même maillage pour toute l'étude, les dimensions des bords du maillage, ont été choisi suffisamment grandes pour éliminer les effets des parois sur l'écoulement autour de notre système en particulier pour les angles  $AOA^\circ$  extrénum.

- Résultats des écoulements sans décharges :

Les simulations des écoulements sans décharges montrent une bonne correspondance avec les résultats expérimentaux, la figure 4.25 montre la distribution des vitesses pour un cas représentatif  $AOA^\circ = 0^\circ$ . Les coefficients de portance  $C_L$  montrés sur la courbe de la figure 4.26, sont en écart de 0.5% en moyenne par rapport aux expériences. Le modèle de turbulence  $K-\varepsilon$  RNG représente bien les écoulements sur des profils d'aile, car il est adapté pour la simulation des systèmes avec des écoulements complètement turbulents, conséquence de la forte inclinaison de l'aile et du volet.



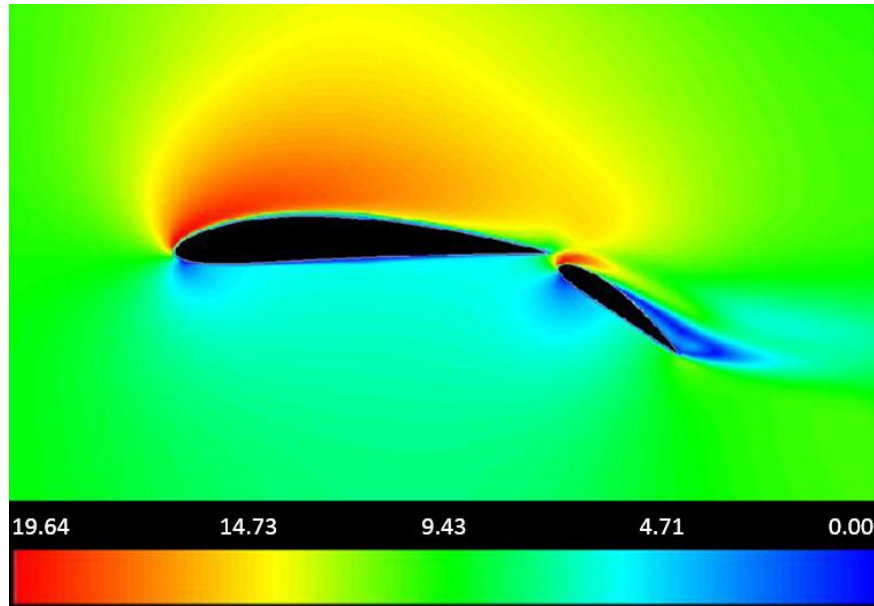


Figure 4.25 : Champ de vitesse sur le système d'hyper sustentation, sans décharge à  $AOA^\circ = 0^\circ$

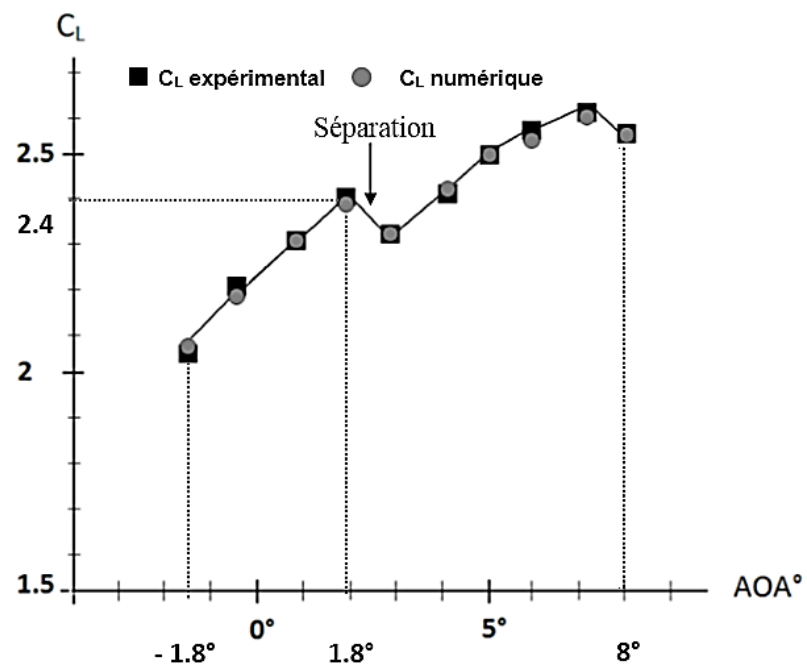


Figure 4.26 : Coefficients aérodynamiques expérimentaux et numériques variant suivant les angles d'attaque

La distribution simulée du potentiel électrique est représentée sur la Figure 4.27. Les zones adjacentes aux électrodes montrent une forte variation de potentiel électrique, tandis que le potentiel dans la région centrale est essentiellement uniforme. Ces résultats sont similaires au cas de la plaque plane étudiée, et sont compatibles avec les caractéristiques des décharges couronnes décrites dans la littérature.

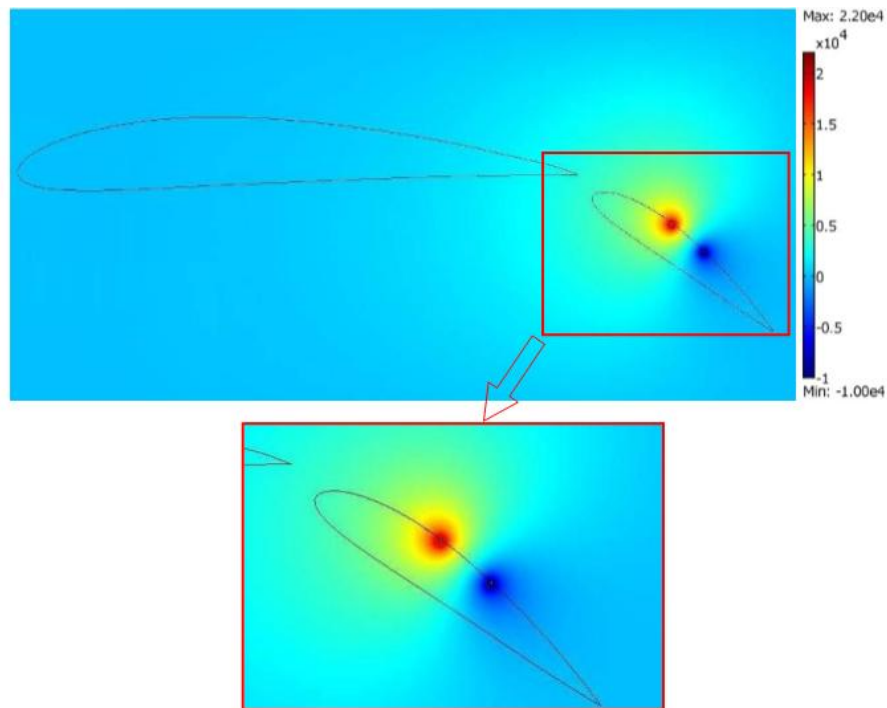


Figure 4.27 : Contours simulés du potentiel électrique sur le système d'hypersustentation en V

- Résultats des écoulements avec décharges :

La figure 4.28 montre l'accélération des profils des couches limites sur trois positions (P1, P2, P3 voir figure 4.22) prises sur le volet avant et après l'application des décharges électriques :

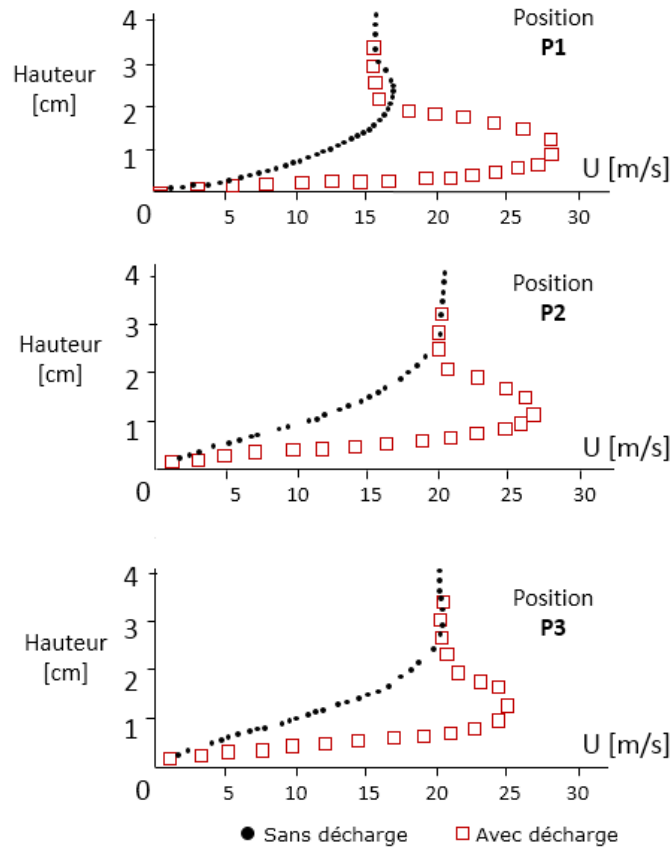


Figure 4.28 : Accélération des couches limites simulées, présent sur les positions, P1, P2 et P3 (voir figure 4.26)

L'application des décharges entraîne une amélioration variable des coefficients de portance selon la variation des angles d'attaque ; un effet relativement faible est calculé pour des angles inférieur à  $1.8^\circ$  et supérieur à  $6^\circ$  ; pour les angles compris entre ces deux extrêmes, l'action des décharges est importante, avec un maximum calculé pour l'angle  $AOA^\circ = 2.8^\circ$  où le coefficient de portance est augmenté de 17.4% ces résultats sont montrés sur la courbe de la figure 4.29 :

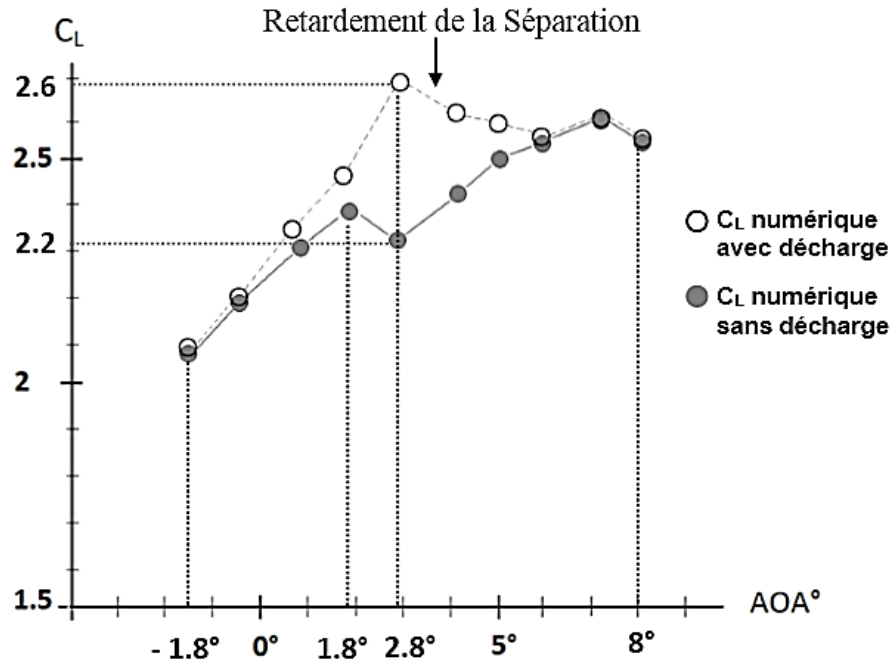


Figure 4.29 : Coefficients de portance avec et sans décharges sur le système aile-volet

L'application de la décharge couronne retarde la séparation de la couche limite, survenant vers un angle de 1.8°, la décharge couronne le fait reculer à une valeur de 2.8° soit une augmentation de 1°, notez également, que les valeurs des coefficients au point de séparation sont meilleures comparées au cas sans décharge.

La figure 4.30 montre le cas de l'écoulement avec AOA=2.8° avant la décharge où la couche limite se sépare de la surface du volet ( en haut ), l'écoulement est rattaché (en bas) après l'application d'une tension électrique de 32 kV entre les deux électrodes et enregistrement de la plus grande valeur du coefficient de portance. La simulation montre ainsi l'effet stabilisant de la décharge sur la couche limite, qui, énergisée, se rattache à la paroi.

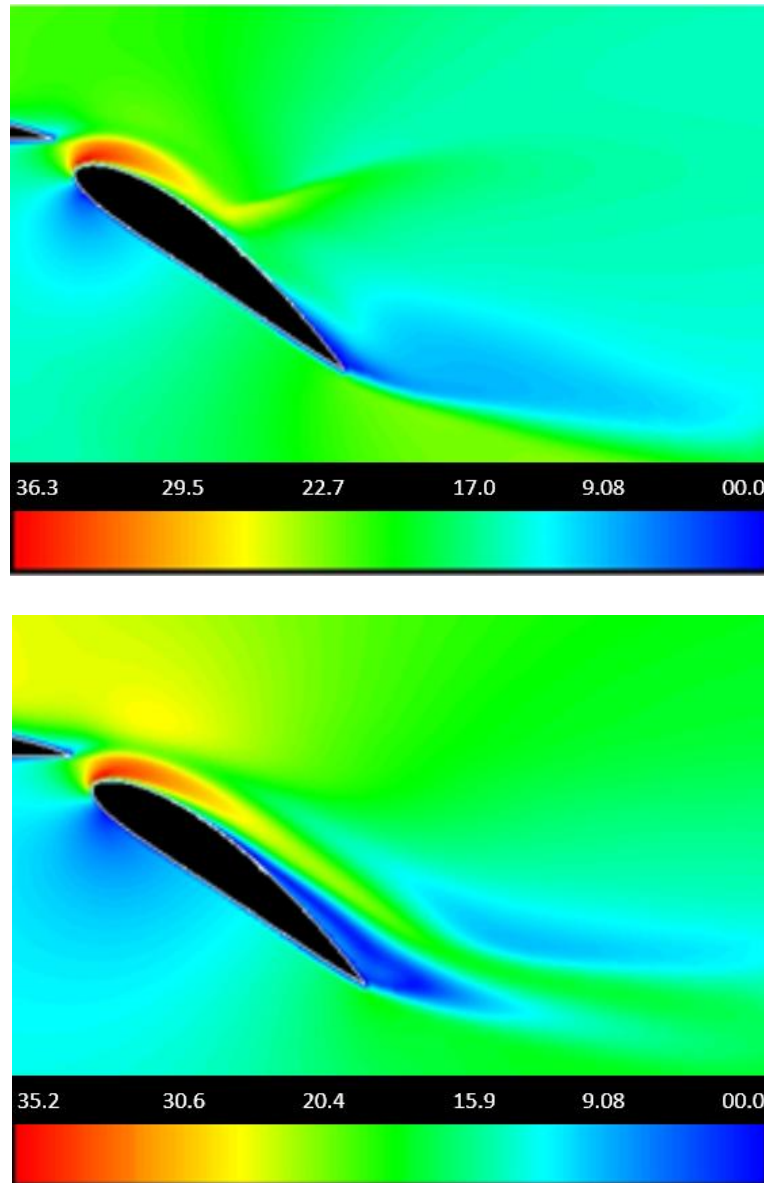


Figure 4.30 : Contours de vitesses (en m/s) sur le volet en haut : sans décharge, en bas : avec décharge

#### 4.4.4 Modèle n°2 : hypothèse d'une densité de charge variable

##### 4.4.4.1 Vent ionique

De la même manière qu'auparavant, l'intensité des forces de Coulomb appliquées sur l'écoulement est évaluée par une simulation de la décharge sur un écoulement à  $U_0 = 0.09$  m/s choisi pour représenter une atmosphère au repos autour de la plaque plane, avec des tensions de 22 kV à l'anode et - 10 kV à la cathode.

Le modèle de simulation de cette partie de la thèse est basé sur un coefficient de densité de charge  $\alpha'$  variant suivant une loi donnée en paragraphe 3.4.2, le même maillage est utilisé avec les mêmes conditions aux limites (sauf pour la vitesse). La variation de  $\alpha'$  est montrée sur la figure 4.31, ce résultat préliminaire a été obtenu en utilisant deux valeurs arbitraires des constantes de l'expression (4.6) donnée en paragraphe 4.4, à savoir  $A = 5.5 \cdot 10^{-4}$  et  $B = 5.5 \cdot 10^{-4}$ .

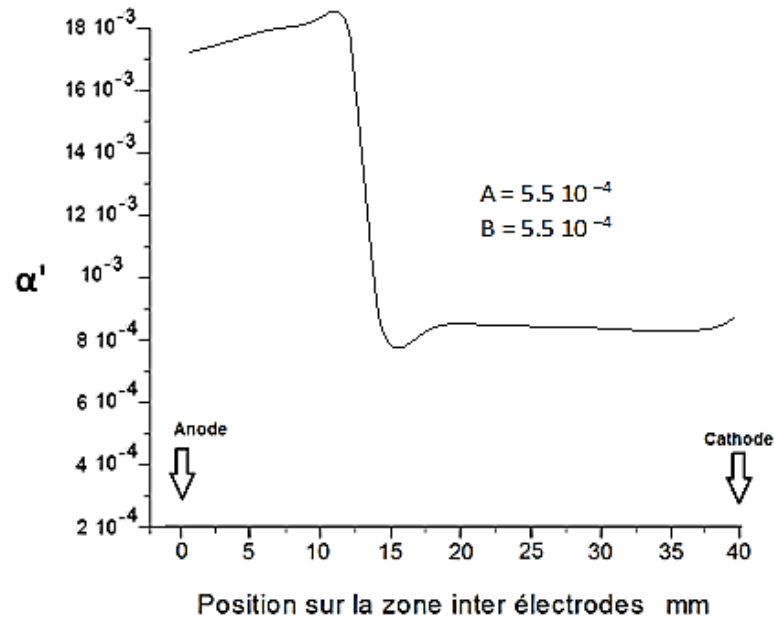


Figure 4.31 : Distribution de  $\alpha'$ , cas du modèle à coefficient variable

#### 4.4.4.2 Influence des constantes A et B :

Le paramètre  $\alpha'$  représente la quantité des porteurs de charge électriques, (voir § 3.4.2) pour déterminer les constantes A et B de son expression, on réitère les mêmes conditions expérimentales, que sur la plaque plane pour le cas à la vitesse d'entrée  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , les potentiels aux électrodes sont fixés à -10 kV pour la cathode et + 22 kV pour l'anode. On peut observer sur la figure 4.32, où l'on représente les profils de vitesses pour différentes valeurs de A et B l'influence de la variation de ces paramètres :

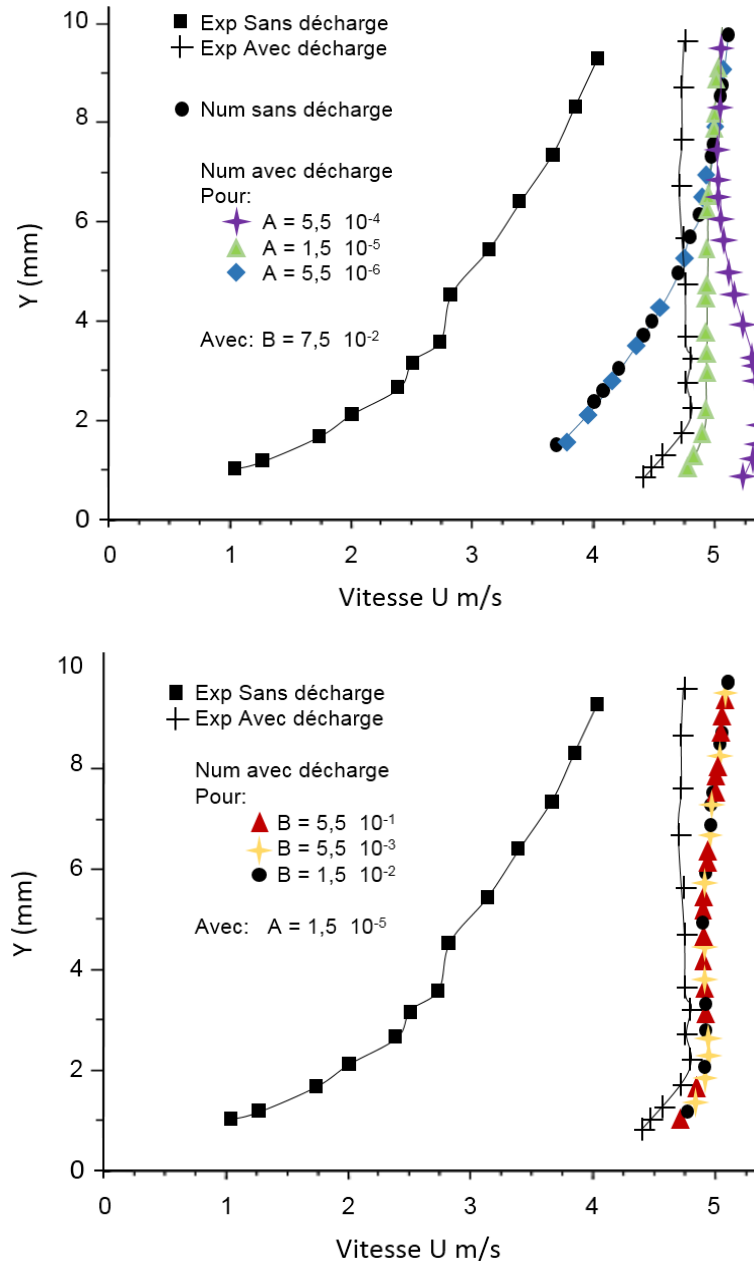


Figure 4.32 : Influence des constantes A ( en haut) et B ( en bas) sur les résultats d'une couche limite à  $U_0=5$  m/s  $Re = 5 \cdot 10^4$  , pour  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$

Bien que les résultats numériques dépendent du paramètre  $\alpha'$ , on observe un bon accord entre les résultats numériques et empiriques. En l'absence de décharge, le profil de vitesse obtenu est caractéristique de celui d'une couche limite. En présence d'une décharge, les simulations montrent que la variation de la constante B a une faible influence sur les résultats comparée à la variation de la constante A, les résultats numériques sont cependant très sensibles aux variations de  $\alpha'$ . Dans la suite du travail présenté, les valeurs des constantes A et B considérées seront :

$$\alpha' = 1.5 \cdot 10^{-5} \cdot p \cdot \exp\left(-1.5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{p}{E}\right) \quad (4.6)$$

Avec  $p$  prise comme étant la pression atmosphérique, et  $E$  le champ électrique local dans la zone de décharge.

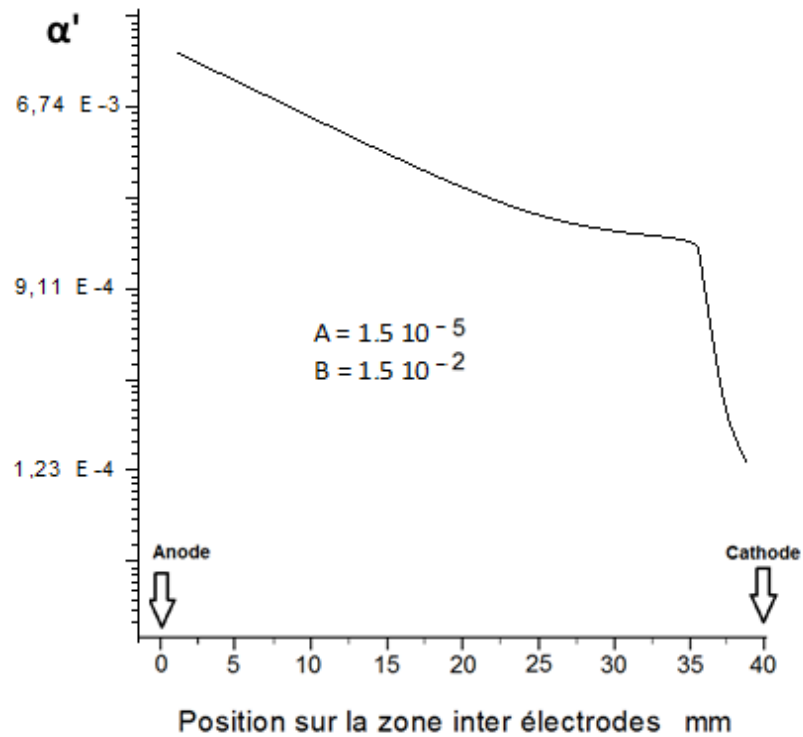


Figure 4.33 : Distribution de  $\alpha'$  , sur l'axe de la zone de décharge  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$  ,  
 $B = 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$

La figure 4.34 montre la distribution des résultantes des composantes des forces électrostatiques sur l'axe passant entre les deux électrodes :



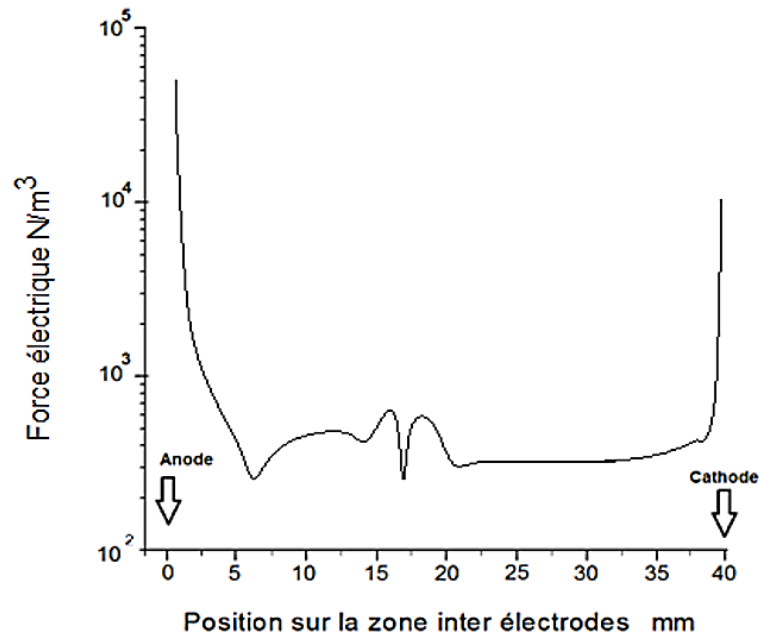


Figure 4.34 : Distribution des forces de Coulomb sur l'axe de la zone de décharge  
 $A=1.5 \cdot 10^{-5}$  ,  $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$

Des pics de forces disponibles pendant la décharge sont montrés sur la courbe. Ceux-ci sont localisés au voisinage des électrodes, conséquence directe du champ électrique puissant dans ces régions. Les valeurs de ces pics sont très importantes, de l'ordre de  $10^{+4}$  N/m<sup>3</sup> au voisinage immédiat de l'anode, et de l'ordre de  $10^{+3}$  N/m<sup>3</sup> près de la cathode, ces valeurs sont cependant inférieures au modèle 1, les niveaux de force atteints sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par Matéo-Vélès [50] avec un autre modèle, pour un système fil-Cylindre. Se basant sur ces résultats, on peut prévoir une action significative de ces forces sur l'écoulement. Les zones d'applications des pics, très réduites, de 1 à 2 mm près des électrodes, comme le montre la simulation, explique l'impact relativement faible qu'ils ont sur l'écoulement. La région centrale de la courbe se caractérise par une variation moins importante, presque en palier, les fluctuations présentes sur celui-ci sont dues à la variation des valeurs de  $\alpha'$  dans cette région.

Le champ de vitesse créé par la décharge est montré sur la figure 4.35, celui-ci est restreint aux premiers millimètres de la surface de la paroi, il décroît progressivement à quelques centimètres en aval de la cathode, la figure 4.36 montre les vecteurs vitesse dans cette région :



Figure 4.35 : Distribution des vitesses sur le système pour  $U_0= 0$  m/s,  $\Delta V=32$  kV

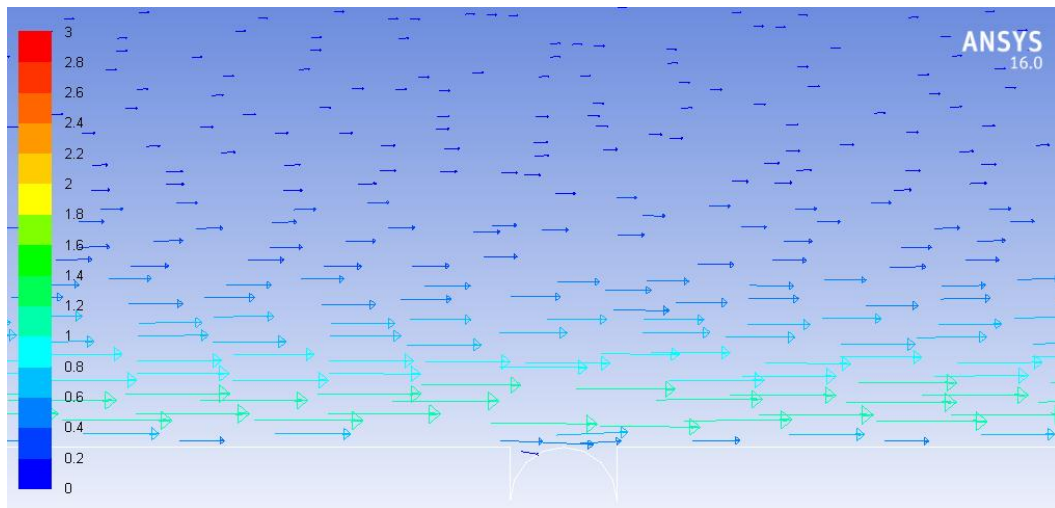


Figure 4.36 : Vecteurs vitesse dans la zone de la cathode,  $U_0= 0$  m/s,  $\Delta V= 32$  kV

Cette figure montre l'accélération du fluide près de la paroi, le modèle utilisé reproduit cet effet sur un écoulement au repos, le profil de la couche limite, donnée sur la figure 4.37 montre le maximum de vitesse à  $x = -10$  mm qui est de 1.2 m/s, celui-ci est obtenu à  $y = 0.8$  mm. Les observations de Labergue [19] ont permis de constater la présence d'un effet d'aspiration du fluide au-dessus de l'anode, cette caractéristique n'est pas reproduite par notre simulation.

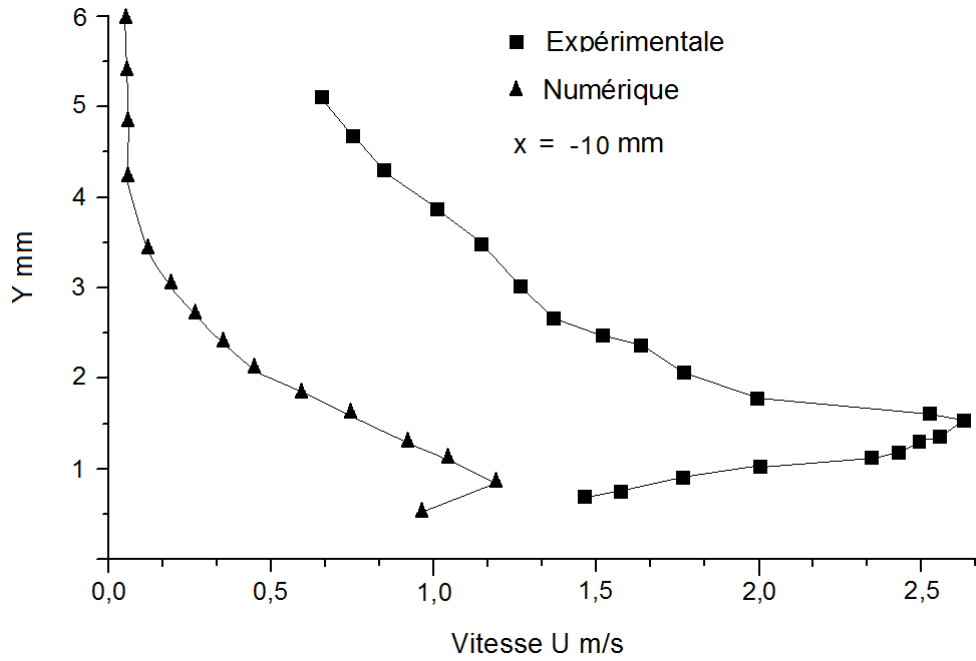


Figure 4.37 : Profils des couches de la couche limite à  $x = -1$  cm avec :  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$   
 $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour  $\varphi_{\text{anode}} = +33$  kV,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10$  kV

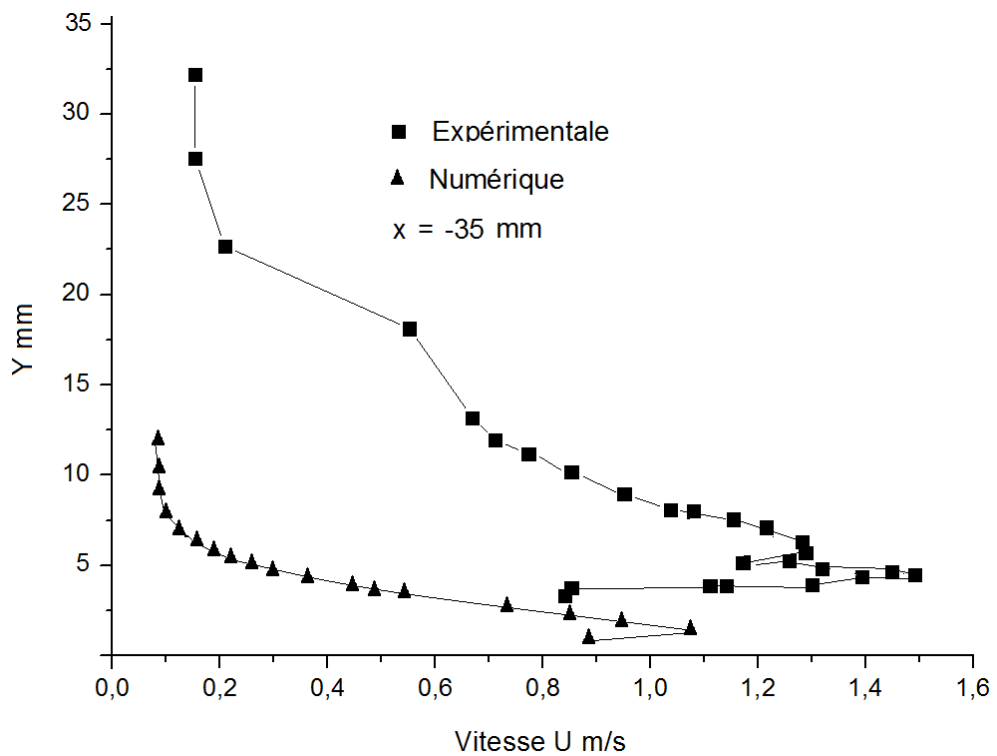


Figure 4.38 : Profils des couches limites à  $x = -3.5$  cm avec :  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ ,  
 $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , pour  $\varphi_{\text{anode}} = +33$  kV,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10$  kV

Les courbes ci-dessus permettent d'observer l'épaisseur où la décharge injecte une quantité de mouvement, celle-ci est correctement simulée et varie de 4 à 6 mm, quand appliquée sur l'air au repos ; ce dernier est accéléré au voisinage de l'anode et atteint la vitesse maximale à  $x = -10$  mm soit  $U = 1.22$  m/s , disponible à  $y = 0,75$  mm . L'effet s'affaiblit ensuite en se rapprochant de la cathode, pour disparaître (  $U = 0$  m/s ) à environ 40 mm après l'actionneur. Le modèle reproduit le phénomène du vent ionique et son évolution dans l'espace, la comparaison avec les mesures expérimentales sur le même cas à montrer que l'amplitude de la vitesse est exagérée de 0.6 m/s pour  $x = -37$  mm, ce qui est très satisfaisant, sachant que les mesures expérimentales comportent une incertitude de  $\pm 0.2$  à 0.3 m/s [19]. Pour la station  $x = -10$  mm le vent ionique est sous-estimé de 1.7 m/s, l'ordre de grandeur de la vitesse ainsi que l'épaisseur de son action sont cependant bien reproduits. La simulation avec le modèle n°2 reproduit le phénomène du vent ionique qualitativement, toutefois l'amplitude de l'action est mal estimée sur l'air au repos, ce qui constitue une limite pour ce modèle.

#### 4.4.4.3 Influence de la différence de potentiel

Pour étudier l'influence de la différence de potentiel de la décharge sur le vent ionique, les simulations sont conduites par l'application de deux valeurs de tensions à l'anode, respectivement  $\Phi_1 = 38$  kV et  $\Phi_2 = 32$  kV.  $\Phi_{\text{cathode}}$  est maintenue à -10 kV dans les deux cas. La figure 4.39 montre les profils obtenus comparés aux mesures de Labergue [19] :

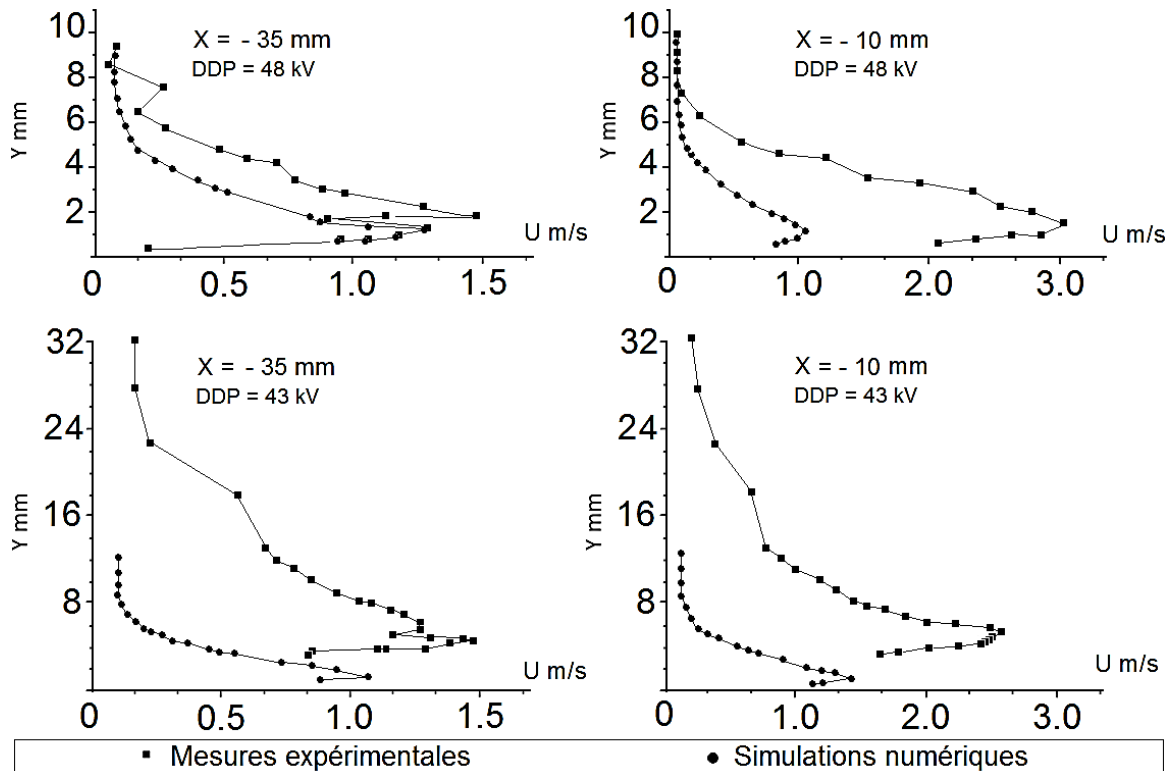


Figure 4.39 : Profils des couches limites obtenus pour deux valeurs de la différence de potentiel, appliquées aux électrodes

La simulation avec l'hypothèse d'une variation de la densité de charge sur l'espace de décharge donne de meilleurs résultats dans la zone proche de l'anode, les vents ioniques sont inférieurs de 0.35 m/s en moyenne par rapport au cas expérimental. Concernant la région proche de la cathode, les écarts sont plus importants et atteignent 2 m/s pour la DDP = 48 kV. Ce fait est expliqué par la densité de charges qui a une valeur relativement importante dans la région de l'anode (voir figure 4.33), cette même valeur décroît rapidement en se rapprochant de la cathode, et devient très faible, de l'ordre de  $10^{-4}$ , ceci étant imposé par la loi de variation considérée pour  $\alpha'$ , la déduction la plus évidente et que l'écart des simulations dans la zone de la cathode constitue une limite de notre modèle.

Les figures permettent également de constater que le modèle utilisé est plus précis pour le cas de la DDP = 43 kV comparés au cas de la DDP = 48 kV, l'effet du champ électrique produit est directement lié à l'expression de  $\alpha'$  qui est défini pour une région précise dans la plage de variation du champ électrique, ainsi, la précision de l'expression se dégrade en rapprochant des limites supérieure, ou inférieure de cette région (voir § 3.4.3).

#### 4.4.4.4 Ecoulements externes $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , $Re = 5 \cdot 10^4$

En utilisant les paramètres des simulations précédentes, on applique une vitesse d'entrée de l'air  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  pour tester le modèle sur un écoulement laminaire, le profil de la couche limite sans décharge simulée a été montré sur la Figure 4-18. La force électrique est appliquée à cet écoulement afin d'analyser les effets de l'hypothèse de la densité variable des charges. La figure 4.40 montre ce cas ainsi que la comparaison avec les mesures de Moreau et al. [108]. Une augmentation de la vitesse de l'air est observée au niveau de la couche limite, après la décharge électrique. L'accélération est confinée très près de la paroi, les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience, le modèle n°2 décrit le phénomène EHD en apportant une quantité de mouvement supplémentaire, qui accélère l'écoulement près de la paroi solide, dans la région environnant l'actionneur, la figure 4.41 montre la distribution des vitesses sur la plaque et le supplément créé près de l'anode en particulier :

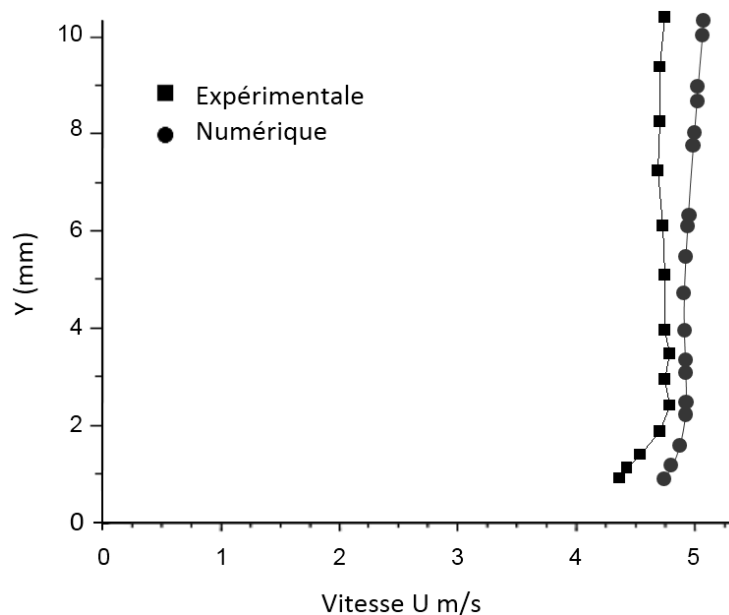


Figure 4.40 : Résultats numériques et expérimentaux superposés Avec décharge pour  $U=5 \text{ m/s}$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4$ , pour  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ ,  $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$ , avec :  $\phi_{\text{anode}} = +22 \text{ kV}$ ,  
 $\phi_{\text{cathode}} = -10 \text{ kV}$

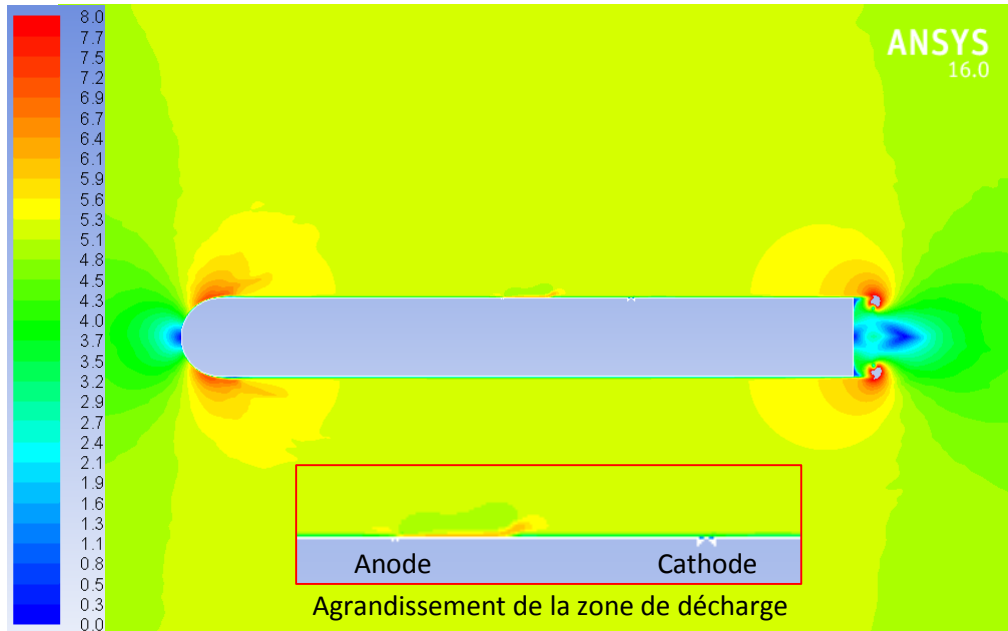


Figure 4.41 : Distribution des vitesses pour le cas avec décharge, avec :  
 $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$ ,  $U=5 \text{ m/s}$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4$ ,  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ ,  $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$

Le tableau 4.4 montre la comparaison des valeurs numériques avec les valeurs expérimentales, l'écart pour ce cas est de 4% en moyenne.

Tableau 4.4: Comparaison des résultats pour  $U=5 \text{ m/s}$  avec décharge Modèle 2

Y mm	Expérimentale Avec Décharge	Numérique Avec Décharge	Ecart %
1.0	4,3	4,6	7
1.2	4,4	4,7	7
1.7	4,6	4,7	2
2.2	4,6	4,8	4
2.8	4,6	4,8	4
3.2	4,6	4,7	2
3.6	4,7	4,8	2
4.5	4,7	4,7	1
5.5	4,7	4,8	2
6.5	4,7	4,8	2
7.4	4,6	4,8	4
8.4	4,7	4,8	2
9.3	4,6	4,8	4

Dans cette configuration, un effet d'aspiration produit par l'actionneur sur l'écoulement au-dessus de la région anodique est constaté. La figure 4.42 montre les composantes  $U_y$  de la vitesse avant et après l'application de la décharge :

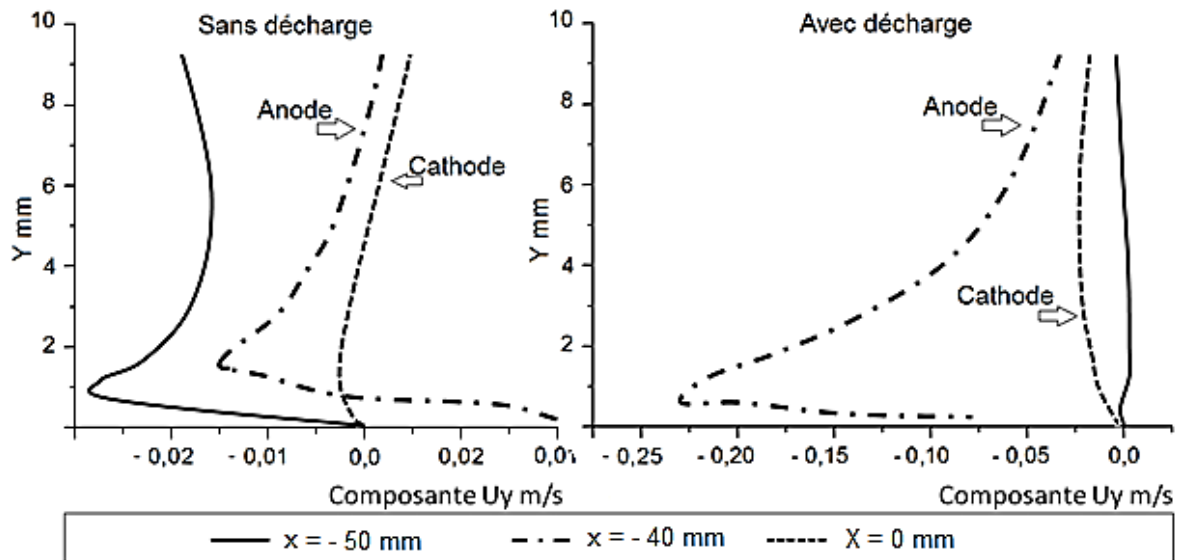


Figure 4.42 : Composantes perpendiculaires de la vitesses sans et avec décharge, pour:  $\phi_{\text{anode}} = +22 \text{ kV}$ ,  $\phi_{\text{cathode}} = -10 \text{ kV}$ ,  $U = 5 \text{ m/s}$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4$ ,  $A = 1.5 \cdot 10^{-5}$ ,  $B = 1.5 \cdot 10^{-2}$

Les composants disponibles dans l'écoulement sans décharge, sur l'espace occupé par l'actionneur sont très faibles, elles sont dues aux perturbations que génèrent les sillons qui accueillent les électrodes. La simulation de la décharge de 32 kV impose des valeurs plus importantes, non négligeables, des composantes perpendiculaires de la vitesse, celles-ci sont plus grandes au-dessus de l'anode, et atteignent  $-0.22 \text{ m/s}$  à  $y = 6 \text{ mm}$ , un effet plus faible est observé sur la région cathodique. Une action stabilisante de la décharge est observé avec la réduction considérable des composantes perpendiculaires dans la zone en amont de l'actionneur ( $x = -50 \text{ mm}$ ), la simulation montre que l'apparition de ces composantes dans l'écoulement peut être contrôlée dans l'écoulement dans la région de l'actionneur.

#### 4.4.4.5 Epaisseur de la couche limite

L'amincissement de l'épaisseur de la couche limite a été expérimentalement mesurée par Séraudie [113], sur une plaque plane de 1,2 m de long au bord d'attaque profilé, équipé du même actionneur à décharge couronne placé à 0.5 m du bord d'attaque, pour un écoulement externe  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ . Les auteurs ont également montré, que des résultats comparables peuvent être obtenus avec un actionneur composé de moitié d'électrodes, insérées dans la plaque. Celles-ci créent des instabilités dues aux actions des vents ioniques de l'anode et de la



cathode qui agissent d'une façon importante sur l'écoulement [50,62]. S'agissant de notre étude numérique, l'évolution simulée de ce paramètre dans notre système d'écoulement dans le voisinage de l'actionneur EHD est montrée sur la figure 4.43, avec et sans la décharge couronne.

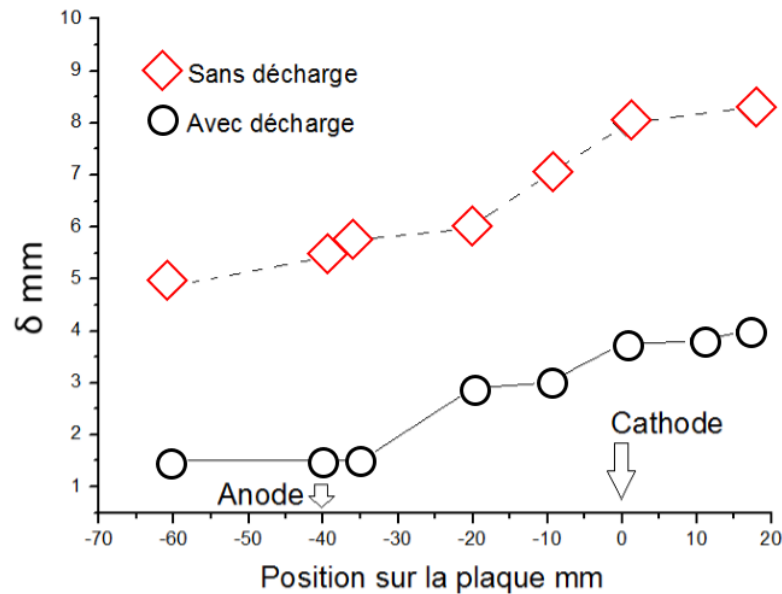


Figure 4.43: Epaisseur de la couche limite, pour  $U=5$  m/s, avec  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$  et  $A=1.5 \cdot 10^{-5}$ ,  $B= 1.5 \cdot 10^{-2}$

La quantité de mouvement injectée permet d'obtenir un supplément de vitesse près de la paroi avec un effet d'aspiration dû à des composantes négatives de la vitesse dans la région de l'actionneur montrée au paragraphe précédent. Ce phénomène réduit l'épaisseur naturelle (sans décharge) de la couche limite qui varie de 5 à 8 mm suivant la longueur de la plaque à  $\delta= 1.5$  à 4 mm avec la décharge couronne.

#### 4.5 Comparaison des résultats :

Nous allons, dans cette partie, évaluer les résultats, d'une modélisation de la densité de charge constante et variable, et les comparer aux résultats obtenus par la simulation sur le même système d'un modèle de cinétique chimique, cette étude proposée par Matéo-Velez [50], prend en compte les réactions d'ionisation et de bombardement ionique, ainsi que le détachement électronique et la photo-ionisation, pour dégager une force électrique à appliquer sur un écoulement d'air. Finalement les profils de vitesse sont comparés aux mesures de Séraudie [113].

La figure 4.44 montre l'effet des hypothèses considérées lors des simulations, le modèle phénoménologique, qui est donné ici à titre indicatif, arrive à décrire l'accélération de l'écoulement, cependant la valeur des vitesses est souvent sous-estimée. Ces données sont obtenues par une simulation qui prend en compte les réactions entre les particules chargées et les molécules neutres du plasma [50]. Elle est effectuée en deux étapes, les phénomènes électriques calculés en premier sont ensuite appliqués à l'écoulement de l'air ; le modèle pseudo 1-D [50] est donc très complexe, sans pour autant fournir des données sur la nature du milieu ionisé dans la zone de décharge [50]. Le calcul a nécessité un temps moyen de 20 heures pour un maillage de 1000 mailles (de la zone de décharge uniquement) sur un processeur équivalent à celui utilisé pour notre travail.

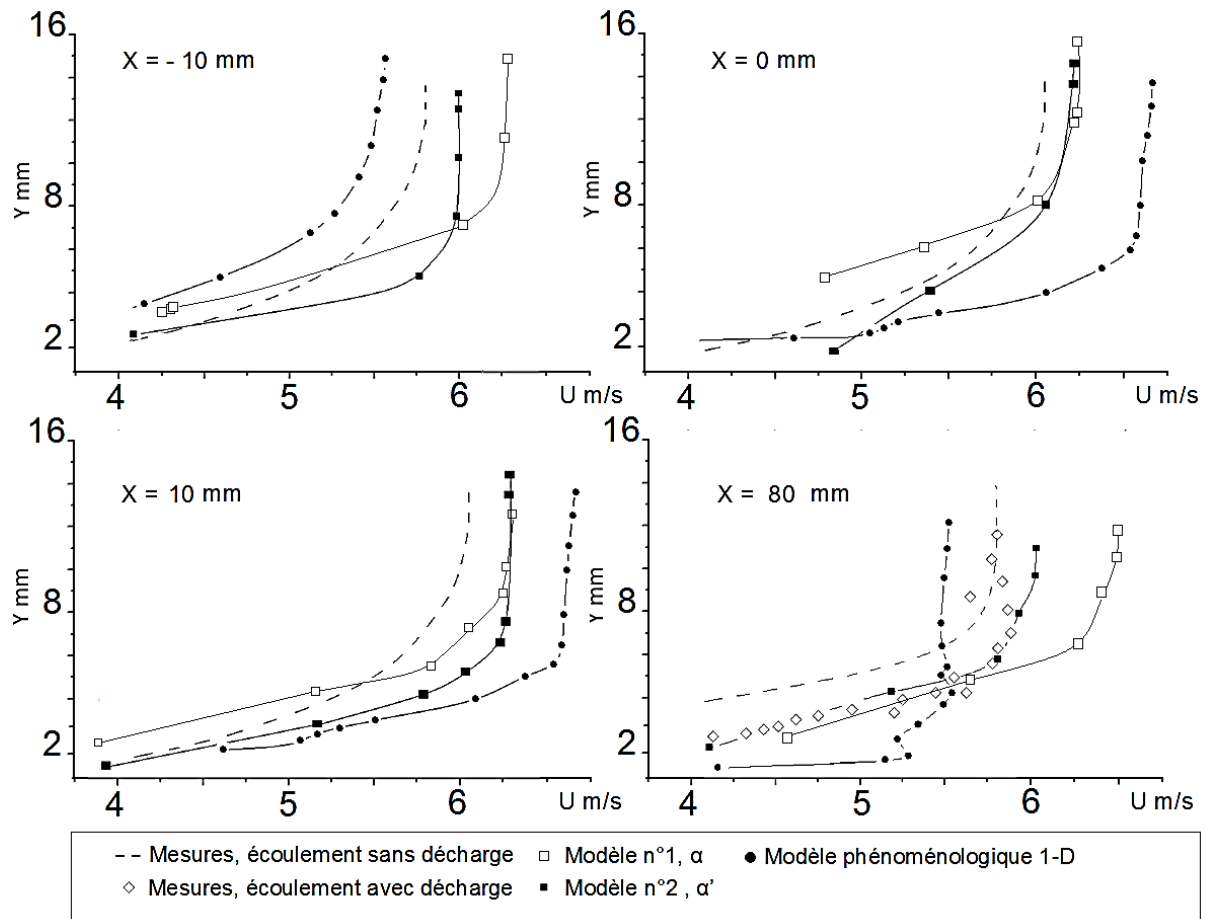


Figure 4.44 : Comparaison des profils des couches limites avec :  $U_0 = 6$  m/s,  $\Delta V = 30$  kV pour différents modèles EHD.

On peut observer que globalement, les modèles n°1 et n°2 donnent des résultats comparables. L'hypothèse de la densité de charge constante reproduit l'accélération de la couche limite avec une très légère exagération, ceci est dû à la quantité de mouvement injectée à l'écoulement sur une longueur équivalente à la première moitié de la zone de décharge ( voir figure 4.11 ), cette accélération étend son effet jusqu'à  $x = 80$  mm. Le modèle n°2 décrit ces phénomènes avec plus de précision, les forces électriques, comme dans le cas réel sont intensément concentrées près des électrodes (voir figure 4.33), où l'écoulement de l'air reçoit la quantité de mouvement sur une zone très réduite, en impulsions, c'est ainsi que la couche limite à  $x = 80$  mm est très bien reproduite. Cette observation est due à la distribution des forces de Coulomb, qui sont calculées par le paramètre  $\alpha'$ , qui représente la distribution naturelle de la densité de charge. Celle-ci étant fortement dépendante du champ électrique, elle est, par conséquent, très importante à proximité de l'électrode stressée (ici l'anode voir figure 4.32). Il est important de comparer la qualité de ces résultats en prenant en compte la puissance et le de calcul nécessaire pour les obtenir. Ici en utilisant un processeur de (5 x 3.5) GHz pour les modèles n°1 et n°2 les temps moyens nécessaires pour avoir une convergence ne dépassent pas les 6 heures pour un maillage de presque 800 000 mailles (pour toute la zone d'écoulement sur la plaque de l'étude).

#### 4.6 Effet de la décharge sur un écoulement décollé

Dans ce paragraphe, l'étude de l'efficacité de l'actionneur à décharge couronne sur un écoulement détaché sur la plaque plane, sera simulée avec un écoulement externe incident  $U_0 = 1.8$  m/s , et un angle d'attaque  $AOA^\circ$  de  $50^\circ$ , cette valeur importante a été choisie pour provoquer la séparation de l'écoulement jusque dans la région de l'actionneur à décharge couronne, qui se trouve au centre de la plaque. La figure 4.45 montre la distribution des vitesses pour ce cas sans décharge, ainsi qu'un agrandissement de la zone interélectrodes. Les lignes iso vitesses, montrent une diminution de la vitesse des particules de fluides, particulièrement près de la paroi de la plaque, due à la diminution graduelle de la quantité de mouvement pour compenser le gradient de pression et les forces de frottement pariétales. La formation d'un bulbe de séparation, caractéristique pour cette configuration d'écoulements, est observée dans la région du bord d'attaque.

La zone de décharge, contrairement au cas de l'écoulement parallèle (ou  $AOA^\circ = 0^\circ$ ), enregistre un écoulement en couche limite d'une épaisseur qui atteint 10 cm. Les couches limites sont montrées sur la figure 4.46 pour trois positions dans la région de l'actionneur.

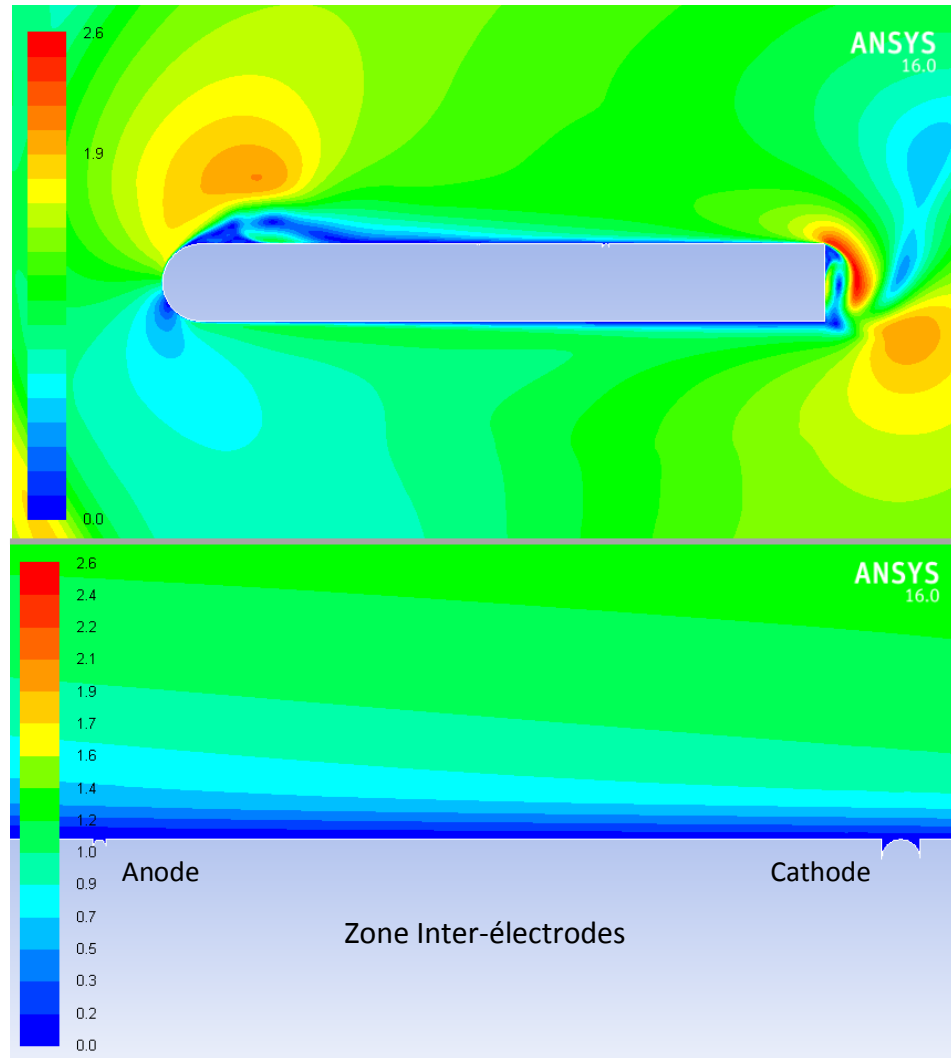


Figure 4.45 : Champ de vitesse sans décharge pour  $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$

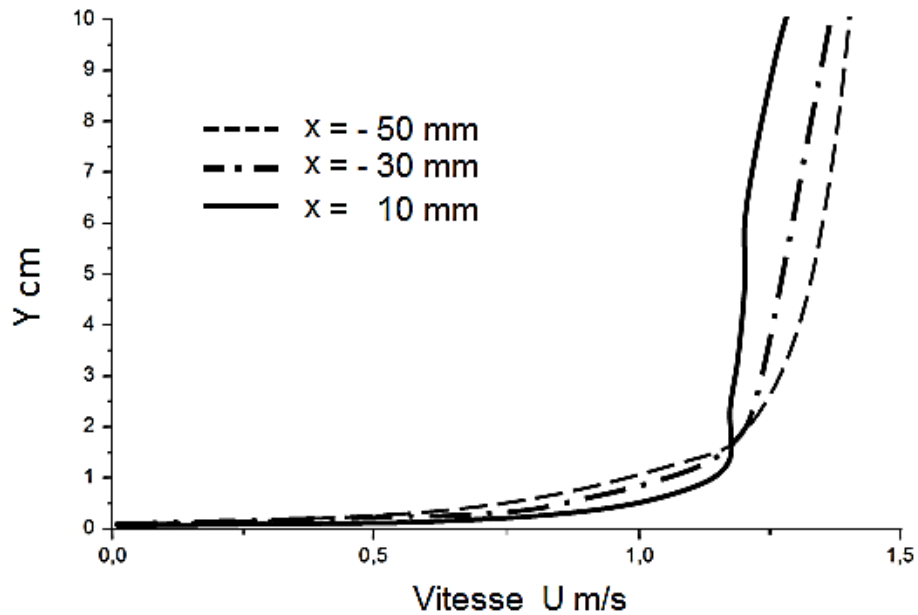


Figure 4.46 : Couches limites sans décharge pour  $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$

La même décharge utilisée pour les simulations précédentes est appliquée pour transmettre une quantité de mouvement supplémentaire à l'air, et tester son effet sur cette configuration d'écoulement. La figure 4.47 montre le résultat de la simulation qui indique un effet relativement faible comparé au cas d'un écoulement parallèle. Un amincissement de la couche limite de 2 mm en moyenne est observé sur toute la zone entourant l'actionneur, les profils relevés indiquent aussi une augmentation de la vitesse près de la paroi, elle atteint un maximum 1 m/s à  $x = 10 \text{ mm}$  et  $y = 7 \text{ mm}$  ( voir figure 4.48). Le bulbe de séparation formé dans ce cas est également limité dans l'espace, il occupe la moitié de la surface utilisée par le bulbe initiale ce qui montre la tendance de l'écoulement à suivre le profil de la plaque au lieu de se détacher.

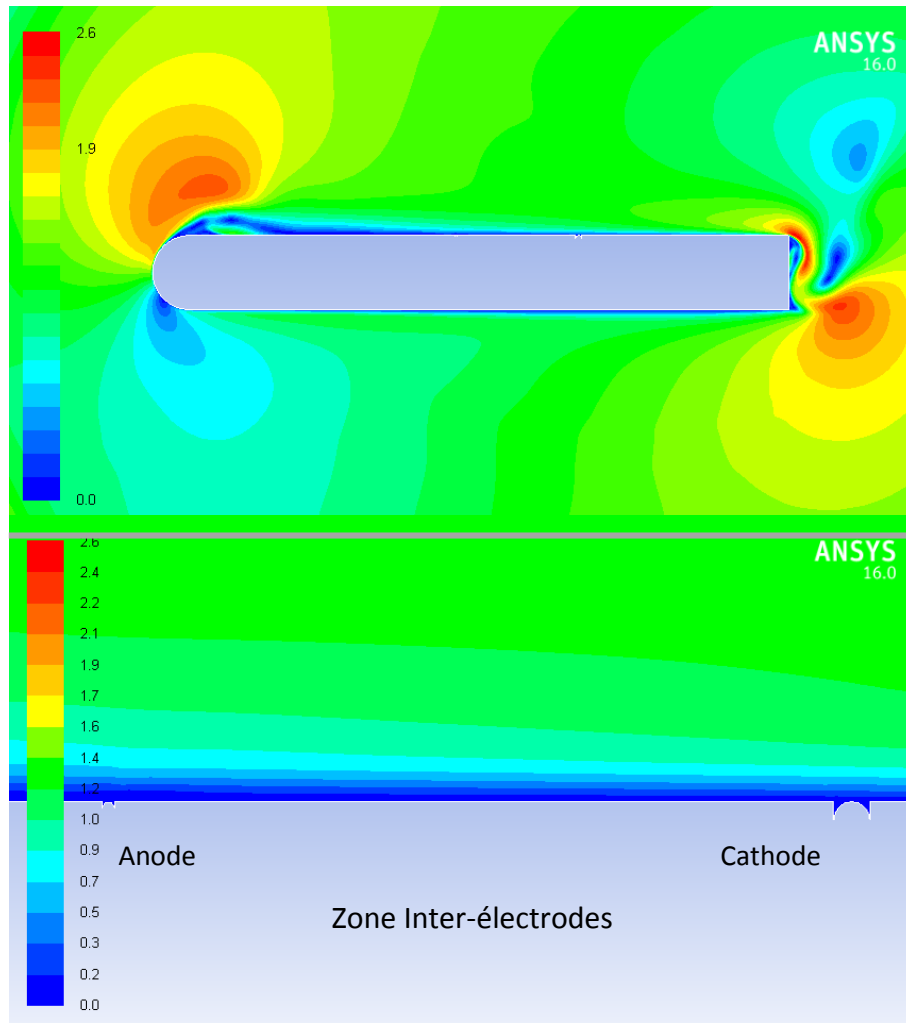


Figure 4.47 : Champ de vitesse avec décharge pour  $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$ , avec  
 $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$

La quantité d'énergie injectée à la couche limite dans cette simulation est convertie en quantité de mouvement, donc en vitesse d'écoulement additionnelle, qui contrebalance, à un certain point, l'effet du gradient de pression adverse créé par l'inclinaison de la plaque, et permet à la couche limite de se développer.

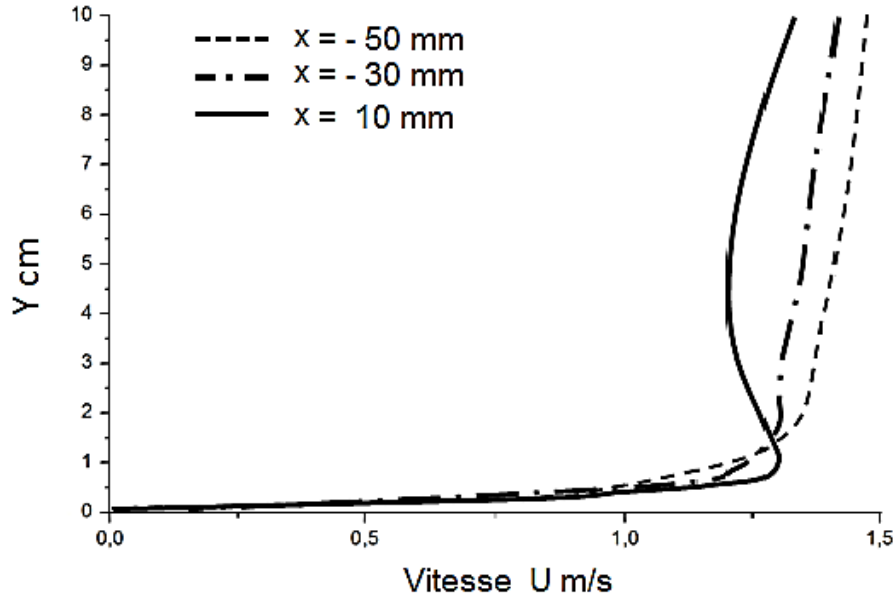


Figure 4.48 : Couches limites avec décharge pour  $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$ , avec  $\varphi_{\text{anode}} = +22\text{kV}$ ,  $\varphi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}$

Nous utilisons des résultats obtenus par Labergue [19] , sur un cas similaire de l'écoulement de l'air sur la plaque plane avec  $U_0 = 1.8 \text{ m/s}$  , le détachement dans cette étude est provoqué par un biseau pratiqué sur le bord de fuite de la plaque plane comme le montre la figure 4.49 - (c).

La figure 4.49- (a) montre une couche limite qui se développe sur plus de 80 mm (contre 100 mm pour notre simulation), de plus les valeurs moyennes empiriques des vitesses sans décharges sont équivalentes. La décharge couronne utilisée dans l'expérience a provoqué l'augmentation de la vitesse de l'écoulement près de la paroi, la figure 4.49- (b) montre que la valeur de cette augmentation est de 0.7 m/s en moyenne. Comparée au cas numérique, l'augmentation de la vitesse est sous-estimée, mais reste du même ordre avec un maximum de 0.1 m/s. Ainsi les résultats de cette simulation sont plausibles, et permettent de décrire l'action de la décharge sur ce type d'écoulements.

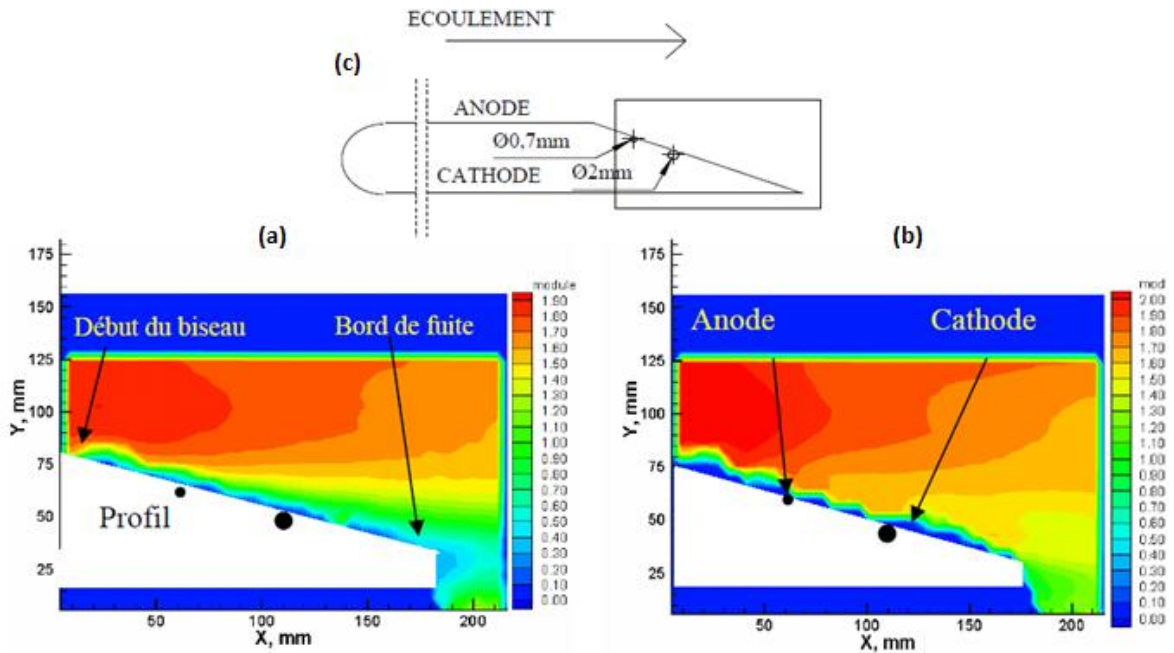


Figure 4.49 : Iso-vitesse  $U_0 = 1,8$  m/s, sans décharge (a) et avec décharge,  $I = 0,73$  mA/m et  $N_{EHD} = 1,31$  (b) configuration du système (c) [19]

Le modèle n°2 arrive à reproduire d'une manière satisfaisante la modification du phénomène de décollement de l'écoulement due à un gradient de pression adverse, l'effet des décharges simulées sur l'accélération de la couche limite reste cependant sous-estimé.

#### 4.7 Effet de la décharge sur la transition laminaire-turbulent

Afin d'examiner l'influence de la décharge électrique sur la transition Laminaire-turbulent dans l'écoulement sur la plaque plane, plusieurs simulations sont effectuées avec des vitesses d'entrées différentes, choisies pour positionner la zone de transition, avant, l'actionneur, dans la zone interélectrodes, et finalement, après l'actionneur. Le critère utilisé pour repérer la zone de transition est le passage du nombre de Reynolds au-dessus du seuil critique  $Re_c = 3.5 \cdot 10^{-5}$ .

Les courbes présentées sur la figure 4.50 représentent l'évolution du nombre de  $Re_x$  sur la face supérieure de la plaque, elles montrent que la transition laminaire-turbulent se situe par exemple à  $x = 46$  mm pour  $U_0 = 35$  m/s, soit 4.6 cm derrière l'actionneur.



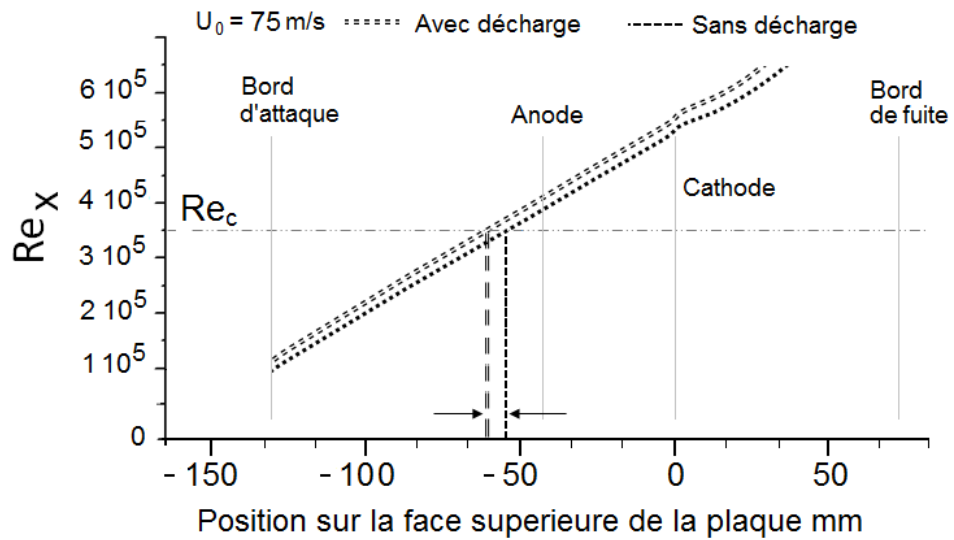
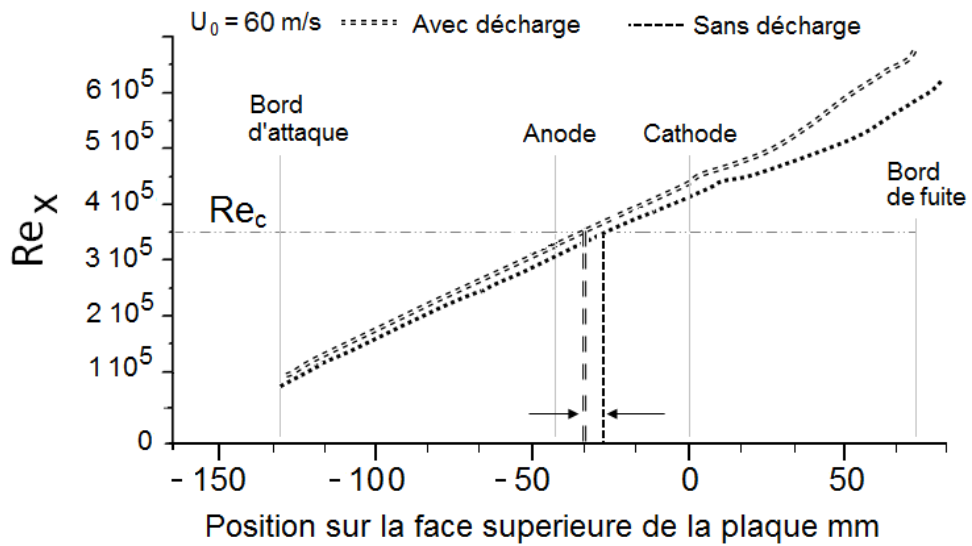
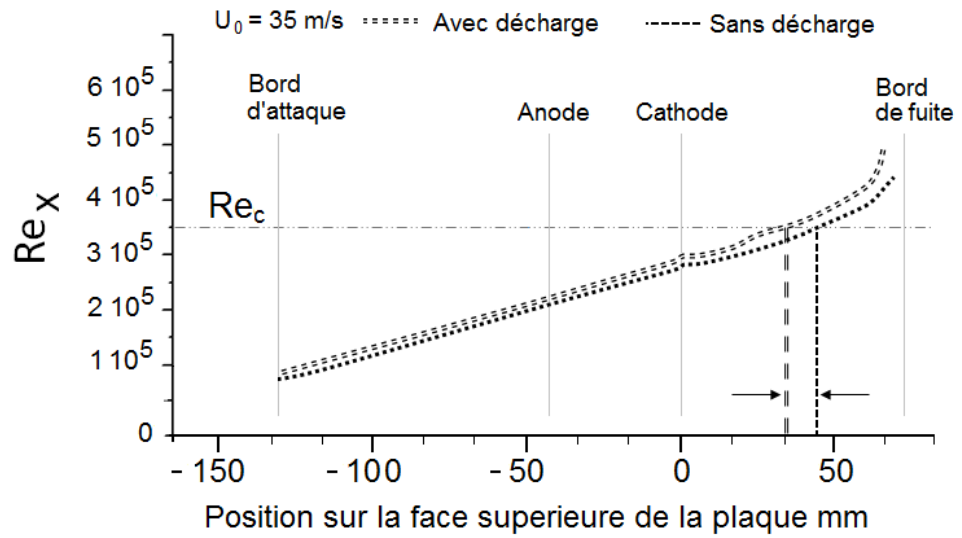


Figure 4.50 : Transition laminaire-turbulent de l'écoulement sur la plaque plane avec et sans décharge

La simulation des décharges couronnes sur tous les cas d'écoulements étudiés montre que celles-ci apportent un effet perturbateur, qui mène au déclenchement précoce de la turbulence, non seulement en aval de la zone d'actuation, mais aussi sur tout l'écoulement en amont de l'actionneur, les nombres de  $Re_x$  ayant à chaque fois augmenté sur toute la surface de la plaque plane. Il semble toutefois que l'effet de déclenchement soit lié à la vitesse de l'écoulement incident, puisque la différence entre les distances de transitions simulées pour  $U_0 = 35$  m/s qui est de  $\Delta x \approx 11$  mm, représente le double de celles obtenues pour  $U_0 = 60$  et  $75$  m/s soit  $\Delta x \approx 5$  mm.

L'effet constaté ici s'explique par la décomposition du vecteur de quantité de mouvement appliqué au fluide dans la zone de décharge. Plus précisément l'action de sa composante sur l'axe principal de l'écoulement qui est très importante près des électrodes (en impulsion, sans tenir compte de la zone centrale où elle s'applique d'une manière régulière) ; ainsi que celle de sa composante sur l'axe perpendiculaire, mise en évidence par les résultats présentés dans le paragraphe précédent, et naturellement nulles dans l'écoulement laminaire. Ces dernières créent des composantes supplémentaires  $U_x$  (impulsionnelles) et  $U_y$  dans la couche limite, qui amplifient les perturbations naturelles  $U'_x$  et  $U'_y$  présentes dans les couches limites turbulentes. Cette interprétation est confirmée par le faible impacte simulé sur les écoulements à grande vitesse d'entrée de l'air, où la perturbation apportée par la décharge couronne reste faible comparée à la valeur de la perturbation naturelle de ces écoulements, et ne donnant pas l'effet obtenu sur l'écoulement à faible vitesse.

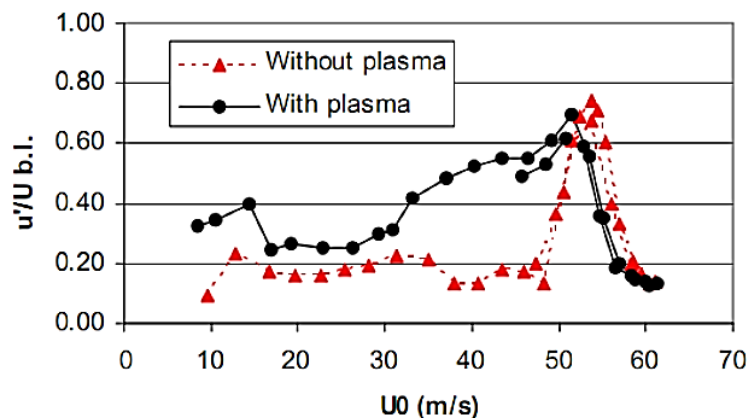


Figure 4.51 : Modification des perturbations dans la couche limite [113]

Des résultats empiriques montrant la possibilité d'enclencher la turbulence par l'application de décharges électriques ont été obtenus par Séraudie et al. [113] sur un système similaire décrit en paragraphe 4.4.4.5 . Les auteurs ont utilisé des vitesses d'écoulement s'échelonnant entre 10 et 62 m/s, pour déclencher la turbulence. La figure 4.51 montre la valeur du rapport de la fluctuation sur la vitesse moyenne de l'air dans la couche limite, à  $x = 15$  mm (en aval de l'actionneur) [113], les perturbations naturelles de la couche limites sont amplifiées par le plasma froid sur une grande partie du domaine des vitesses étudié, l'effet devenant de moins en moins efficace avec l'augmentation de la vitesse au-dessus de 50 m/s. Le modèle n°2, avec la distribution particulière des forces de Coulomb obtenues par la représentation naturelle de la densité de charges du plasma recrée les conditions de génération de ces perturbations et reproduit le déclenchement de la turbulence avec une bonne précision relativement à la vitesse d'entrée de l'air.

#### 4.8 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation du code de calcul utilisé pour la résolution du système d'équations établi dans le chapitre 3. Nous avons expliqué la manière dont nous avons intégré un module extérieur UDF, permettant à ce code d'élargir ses possibilités initiales et de résoudre les équations de l'électricité. Nous avons montré le maillage créé pour modéliser notre problème et avons présenté ses conditions aux limites. Nous avons établi qu'un maillage non structuré à 398002 nœuds pour un domaine complet dont les premières cellules à la surface de la plaque mesurent 0.375 mm de hauteur permet de rendre compte des Phénomènes modélisés.

Dans la partie suivante, nous avons fait une présentation du modèle 2-D de simulation à coefficient constant, validé par les travaux de Semmar et al. [105] ainsi que par Mehalaine et al. [106], l'effet des décharges est testé sur un écoulement aérodynamique, étude qui montre une bonne estimation du vent ionique, le modèle est ensuite utilisé sur un système d'hypersustentation. Les résultats permettent de constater que ce modèle décrit convenablement l'accélération de la couche limite due à la décharge, d'une manière simple, car il ne prend pas en compte la création des espèces chargées du plasma lui-même. Le modèle permet

également de simuler le rattachement d'un écoulement décollé sur une application d'aéronautique, et de montrer un gain potentiel intéressant en portance.

Par la suite nous avons exposé les principes physiques sur lesquels se base le nouveau modèle proposé, nous avons montré que celui-ci prend en compte la variation du coefficient d'ionisation dans la zone interélectrodes (contrairement à l'hypothèse formulée précédemment). Nous avons montré la variation naturelle de cette propriété, et sa loi approchée qui dépend du champ électrique, et, dans une moindre mesure, de la pression de l'air. Les constantes de cette loi définissent la plage du champ électrique créé par la décharge. Nous avons expliqué comment notre modèle considère cette variation pour la représenter numériquement, et utilise la loi, pour reproduire la distribution des forces de Coulomb dans la zone inter électrodes, est avons déterminé les constantes à utiliser, ici, comme dans le premier cas, l'objectif est de ne pas utiliser de modèle du plasma lui-même.

Les résultats obtenus pour les deux modèles sont en bon accord avec les observations expérimentales, ils démontrent que l'action de la décharge couronne peut être correctement décrite par une modélisation basée sur l'hypothèse d'une densité de charge constante sur l'espace de décharge, cependant la variation de l'action des forces de Coulomb est mieux représentée par le modèle n°2 qui prend en compte la distribution spatiale de ce paramètre caractéristique du milieu ionisé.

La qualité des simulations du modèle n°2 est sensible à la valeur de la différence du potentiel appliqué, ce point en limite l'utilisation aux valeurs du champ électrique choisies lors de la modélisation.

La simulation avec le modèle n°2 reproduit le phénomène du vent ionique qualitativement, toutefois l'amplitude de l'action est mal estimée sur l'air au repos ce qui constitue une limite pour ce modèle. L'ordre de grandeur de la vitesse ainsi que l'épaisseur de son action sont cependant bien reproduits. Nous avons montré que la modification sur un écoulement détaché est convenablement représentée, ainsi que l'effet sur la transition vers la turbulence dans la couche limite laminaire. Aussi, l'effet de la décharge peut être représenté par des modèles décrivant l'injection d'une quantité de mouvement proportionnelle à la décharge appliquée, mais ces modèles ne peuvent donner une quantification précise des grandeurs mises en jeu telle que la vitesse.

Le phénomène EHD d'accélération de la couche limite est reproduit d'une manière très simple et globale. Cette approche est un pas vers l'amélioration de la modélisation et la précision de la simulation des phénomènes EHD tout en évitant le recours aux modèles complexes de la cinétique chimiques des plasmas.

## CONCLUSION

Le travail présenté dans ce manuscrit entre dans le cadre général du contrôle des écoulements aérodynamiques, utilisant des actionneurs à plasmas produits par des décharges couronnes.

L'étude proposée a été réalisée dans le but d'améliorer la modélisation et la simulation des phénomènes électro hydrodynamiques EHD, particulièrement, ceux intervenants pendant l'application de décharges couronnes sur des écoulements d'air, par l'amélioration de la représentation de la distribution des espèces porteuses de charges électriques dans le plasma. Le dispositif de contrôle actif des écoulements simulés, consiste en deux électrodes fils logées dans un substrat diélectrique.

Dans une première partie, nous avons expliqué et présenté d'une manière bibliographique, les techniques de contrôle actuelles, leurs avantages et inconvénients, ainsi que les motivations de la recherche de nouveaux procédés permettant de résoudre les problèmes liés à l'utilisation de ces techniques. Cette partie de la thèse a permis de limiter le cadre de fonctionnement des actionneurs à plasmas, objet de ce travail.

Nous avons, toujours dans la première partie, décrit les principes physiques de fonctionnement de ce nouveau type de contrôle d'écoulement. Les propriétés des plasmas et des décharges électriques ont été revues en détail, ce travail a facilité la compréhension des phénomènes physiques rattachés aux actionneurs à plasmas froids. Puis nous avons procédé au classement de ces actionneurs, selon leurs particularités, précisément selon le type de décharge électrique, le plus important est celui à décharge couronne, qui fera l'objet de la modélisation et des simulations des chapitres suivants.

La modélisation du système se base sur les équations gouvernantes les mouvements des fluides, celles de Navier-Stockes, et sur celles de l'électricité, l'équation de Poisson et celle de conservation de charge. Nous avons vu que ce système était couplé par le terme de transport convectif des charges électriques, la résolution séparée des équations électriques de celles de l'écoulement

hydrodynamique est rendue possible par le découplage de ce système. Nous avons montré, à travers les résultats d'autres travaux expérimentaux et numériques que, dans le domaine des vitesses considérées dans notre travail de thèse, l'écoulement n'a pas d'influence sur le développement de la décharge électrique, ainsi, nous avons pu découpler le système d'équations et simplifier grandement la résolution.

Dans la dernière partie, nous avons exposé les deux modèles utilisés pour les simulations de notre système d'actionneur à électrodes filaires, au préalable, une introduction au code de calcul utilisé Fluent 16.0, a été faite.

Le premier modèle est basé sur le calcul des forces d'origine électrique par l'introduction d'un coefficient représentant la densité de charge du plasma créée pendant la décharge, ce coefficient est supposé constant sur tout l'espace inter électrodes, cette hypothèse est justifiée par la distribution du champ électrique dans cette zone, qui montre une quasi-uniformité, particulièrement dans la zone centrale. Les résultats de simulation que nous avons présentés valident cette hypothèse, néanmoins l'aspect quantitatif de ceux-ci nous oriente à chercher des moyens pour améliorer ce modèle.

Le deuxième modèle a été développé avec l'objectif d'améliorer la représentation des phénomènes électriques dans la simulation. Ainsi, le coefficient supposé constant au départ a été modifié pour suivre une loi de variation, ajustée de manière à représenter la distribution physique réelle de la densité de charges électriques de l'air ionisé pendant la décharge. Ceci a requis de déterminer deux constantes pour le programme de calcul injecté dans le code principal, nous avons montré toutes les étapes de cette opération.

Les résultats obtenus par la simulation de ce dernier modèle montrent un très bon accord avec les mesures expérimentales. La variation du coefficient du modèle étant considérée, les hypothèses sur les paramètres électriques sont de plus en plus proches de la réalité physique des phénomènes, le modèle devient donc plus descriptif, le caractère simplifié de la simulation, exigé au départ dans notre travail, n'a pour autant pas été abandonné, puisqu'aucun modèle de cinétique chimique du plasma n'a été utilisé.

## **Perspectives :**

La qualité des résultats, du point de vue quantitatif reste à améliorer, des paramètres importants doivent encore être étudiés, et intégrés dans la modélisation, pour améliorer la représentation du vent ionique sur l'air au repos, ou la sensibilité de la modélisation à la valeur de la différence de potentiel.

Moreau et al. [108] ont mesuré, des variations de la densité de l'air  $\rho$  et de la viscosité  $\nu$  pendant la décharge dans la zone inter électrodes, Jousset et al. 2010 [114] ainsi que Vernet 2015 [115], ont réalisé des prises de vues en infrarouge sur le plasma créé par un actionneur DBD, et enregistré une élévation de la température de celui-ci. L'influence de ces derniers sur la distribution de l'énergie électrique aux fluides ne peut être négligée, des mesures précises de ces variations faciliteront la modélisation ce qui constituera un pas de plus dans l'amélioration de la simulation de ces phénomènes.

Une autre voie très intéressante est l'étude de l'action des décharges par cette même modélisation, dans le temps. Dans le but d'améliorer la compréhension et la maîtrise de ces moyens de contrôle, dont l'échelle du temps d'action peut se réduire à quelques millisecondes ou même être de l'ordre de la nanoseconde.



## LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

<u>Notations et symboles :</u>	<u>Unités</u>	
<b>C<sub>L</sub></b>	Coefficient de portance.	
<b>d</b>	Distance inter électrodes	<b>m</b>
<b>D</b>	Diffusivité des ions.	<b>Mol s<sup>-1</sup></b>
<b>E<sub>c</sub></b>	Champ électrique.	<b>C</b>
<b>F</b>	Force électrique.	<b>N</b>
<b>g</b>	Accélération de la pesanteur.	<b>m/s<sup>2</sup></b>
<b>i</b>	Courant électrique.	<b>A</b>
<b>I</b>	Courant moyen des décharges électriques.	<b>A/s</b>
<b>J</b>	Densité du courant électrique de décharge	
<b>l</b>	Longueur des électrodes.	<b>m</b>
<b>n</b>	Densité des particules.	<b>Particule/m<sup>3</sup></b>
<b>p</b>	Pression de l'air.	<b>Pa</b>
<b>V</b>	Tension électrique.	<b>V</b>
<b>V<sub>i</sub></b>	Vitesse du vent ionique.	<b>m/s</b>
<b>u, v</b>	Composantes des vitesses de l'air.	<b>m/s</b>
<b>r</b>	Rayon de l'électrode.	<b>m</b>
<b>T</b>	Température.	<b>K</b>
<b>x, y</b>	Coordonnées d'espace dimensionnelles.	<b>m</b>

### **Symboles Grecs**

<b>α</b>	Densité de charge de l'air ( cas d'une distribution constante).
<b>α'</b>	Densité de charge de l'air ( cas d'une distribution variable).
<b>ε</b>	Permittivité relative de l'air.
<b>σ</b>	Coefficient de conduction.
<b>δ<sub>ij</sub></b>	Symbole de Kronecker.
<b>Δ</b>	Différence entre deux entités.
<b>Ψ</b>	Potentiel électrique.

$\rho$	Masse volumique de l'air.	$\text{kg/m}^3$
$\rho_c$	Densité volumique de charge.	$\text{C/m}^3$
$\Gamma$	Coefficient de diffusion.	
$\nu$	Viscosité cinématique.	$\text{m}^2/\text{s}$
$\mu$	Viscosité dynamique.	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
$\mu_E$	La mobilité des ions.	$\text{m}^2/\text{Vs}$

### Indices Supérieurs

'	Fluctuation de la variable.
—	Valeur moyenne dans le temps.

### Indices Inférieurs

+	Ion de charge positive.
-	Ion de charge négative.
$x, y$	Propriété suivant l'axe $x/y$
$\infty, 0$	A l'infini de l'écoulement.

### Nombres Adimensionnels

$Ne_{HD}$	Nombre électro hydrodynamique.
$Re, Re_c$	Nombre de Reynolds, de Reynolds critique, de Reynolds local, et de Reynolds à la corde.
$Re_x$	
$Re_{ch}$	

### Acronymes

<b>DBD</b>	Décharge à barrière diélectrique.
<b>DC</b>	Décharge couronne.
<b>Ehd</b>	Électro hydrodynamique.
<b>Mhd</b>	Magnétohydrodynamique.
<b>NACA</b>	La <i>National Advisory Committee for Aeronautics</i> qui est l'agence aérospatiale des États-Unis d'Amérique.

## APPENDICES

### Appendice 1 :

#### Module UDF de calcul des forces EHD de Fluent

#### Cas du modèle n°1 : coefficient constant.

```

#include "udf.h"
/* Déclaration de l'UDS */
enum
{
potel,                /* uds 1  potentiel Electrique*/
N_REQUIRED_UDS
};
/*UDM  User-Defined Memories*/
enum {
fx,                  /* udm 0 -> */
fy,                  /* udm 1 -> */
NUM_OF_USED_UDM     /* Nombre d'UDM : 2 */
};
/*Définition du coefficient de conductivité électrique*/
DEFINE_DIFFUSIVITY(gam, c, t, i)
{
/*uds 1 -> conductivité électrique*/
return 1.0e-06;
}
/*calcul User-Defined Memories*/
DEFINE_ADJUST(udf_adjust, domain)
{
Thread *t;
cell_t c;
real sigma =0.5e-06;
real mu = 1.0e-03;
thread_loop_c(t, domain)
{
begin_c_loop(c,t)
{

```

```

if( (THREAD_STORAGE(t, SV_UDSI_I(potel)) != NULL) && (T_STORAGE_R_NV(t,
SV_UDSI_G(potel)) != NULL) )
/* definition des UDMs*/
{
/* udm 0 -> composante de la force suivant x*/
C_UDMI(c,t,fx) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[0]*sigma/mu;
/* udm 1 -> composante de la force suivant y */
C_UDMI(c,t,fy) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[1]*sigma/mu ;
}}

end_c_loop(c,t)
}}
/* Définition du terme source pour équations N S électriques*/
DEFINE_SOURCE(udf_source_fx, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fx);
}
DEFINE_SOURCE(udf_source_fy, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fy);
}

```

**Appendice 2 :**Module UDF de calcul des forces EHD de FluentCas du modèle n°2 : coefficient variable

```

#include "udf.h"
/* Déclaration de l'UDS */
enum
{
    potel, /* uds 1 potentiel Electrique*/
    N_REQUIRED_UDS
};
/*UDM User-Defined Memories*/
enum {
    fx, /* udm 0 -> */
    fy, /* udm 1 -> */
    NUM_OF_USED_UDM /* Nombre d'UDM : 2 */
};
/*Définition du coefficient de conductivité électrique*/
DEFINE_DIFFUSIVITY(gam, c, t, i)
{
    /*uds 1 -> conductivité électrique*/
    return 1.0e-06;
}
/*calcul User-Defined Memories*/
DEFINE_ADJUST(udf_adjust, domain)
{
    Thread *t;
    cell_t c;
    real sigma = 0.5e-06;
    real mu = 1.0e-03;
    thread_loop_c(t, domain)
    {
        begin_c_loop(c,t)
        {
            if( (THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(potel)) != NULL) && (T_STORAGE_R_NV(t, SV_UDSI_G(potel)) != NULL) )
            /* definition des UDMs*/
            real xc[ND_ND];

            real B;
            real G;
            real H;
            real A = 1.5e-05;
            real r = 1.5 e-02;
            real P = C_P(c,t);
            real O = C_UDSI_G(c,t,potel)[0];
            real I = C_UDSI_G(c,t,potel)[1];
            B = 5*r;
            G = -1*B*P*(1/5*O);
            H = -1*B*P*(1/5*I);
        }
    }
}

```

```

C_CENTROID(xc,c,t);

/*-----*/
/* udm 0 -> composante de la force suivant x */
/*-----*/
C_UDMI(c,t,fx) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[0]*A*C_P(c,t)*exp (G);
/*-----*/
/* udm 1 -> composante de la force suivant y */
/*-----*/
C_UDMI(c,t,fy) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[1]*A*C_P(c,t)*exp (H);
}}
end_c_loop(c,t)
}
}}}

/* Définition du terme source pour équations N S électriques*/
DEFINE_SOURCE(udf_source_fx, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fx);
}

DEFINE_SOURCE(udf_source_fy, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fy);
}

```

**Appendice 3 :****Définitions des macro pour Fluent**

```

#define DEFINE_DIFFUSIVITY(name, c, t, i)
real name(cell_t c, Thread *t, int i)
#define DEFINE_PROFILE(name, t, i) \
void name(Thread *t, int i)
#define DEFINE_PROPERTY(name, c, t) \
real name(cell_t c, Thread *t)
#define DEFINE_SOURCE(name, c, t, dS, i) \
real name(cell_t c, Thread *t, real dS[], int i)
#define DEFINE_INIT(name, domain) \
void name(Domain *domain)
#define DEFINE_ADJUST(name, domain) \
void name(Domain *domain)
#define DEFINE_UDS_FLUX(name, f, t, i) \
real name(face_t f, Thread *t, int i)
#define DEFINE_UDS_UNSTEADY(name, c, t, i, apu, su) \
void name(cell_t c, Thread *t, int i, real *apu, real *su)
#define DEFINE_HEAT_FLUX(name, f, t, c0, t0, cid, cir) \
void name(face_t f, Thread *t, cell_t c0, \
Thread *t0, real cid[], real cir[])
#define DEFINE_VR_RATE(name, c, t, r, mw, yi, rr, rr_t) \
void name(cell_t c, Thread *t, \
Reaction *r, real *mw, real *yi, \
real *rr, real *rr_t)
#define DEFINE_SR_RATE(name, f, t, r, mw, yi, rr) \
void name(face_t c, Thread *t, \
Reaction *r, real *mw, real *yi, real *rr)
#define DEFINE_SCAT_PHASE_FUNC(name, c, f) \
real name(real c, real *f)
#define DEFINE_RW_FILE(name, fp) \
void name(FILE *fp)
#define DEFINE_ON_DEMAND(name) \
void name(void)
#define DEFINE_SLIP_VELOCITY(name, domain) \
void name(Domain *domain)

```

## REFERENCES

1. Nikola N. Gavrilović, Boško P. Rašuo, George S. Dulikravich, Vladimir B. Parezanović, " Commercial Aircraft Performance Improvement Using Wing-lets" Fme Transactions Vol. 43, No 1, 2015 ▪ 7 Belgrade, Serbia, 2015.
2. Caruana D, "Flow Control by Plasma in PLASMAERO in PLASMAERO project" Aerodays 2011, Madrid 30<sup>th</sup> March 1<sup>st</sup> April 2011.
3. [www.plasmaactuators.tudastadt.de/projekte\\_7/experimental\\_projekts/in\\_flight\\_experiments/in\\_flight\\_transition\\_control/in\\_flight\\_transition\\_control.en.jsp](http://www.plasmaactuators.tudastadt.de/projekte_7/experimental_projekts/in_flight_experiments/in_flight_transition_control/in_flight_transition_control.en.jsp)
4. Curie I.G,"Fundamental mechanics of fluids 3<sup>rd</sup> Ed", Marcel Dekker, Inc. New York Basel 2003.
5. <https://www.comsol.com/blogs/which-turbulence-model-should-choose-cfd-application/>
6. Shin Yong-Su " Stability of a Laminar Streaky Boundary-Layer Behind a Roughness Element", these de doctorat, Institute of Aerodynamics and Gas Dynamics Université de Stuttgart, Allemagne, 2015.
7. Bharathram Ganapathi Subramani, Longmire A k. & Marus I C," Characteristics of vortex packets in turbulent boundary layers" Journal of Fluid Mechanics, Cambridge Journals Angletaire, 2002.
8. Fazl Hussain A K M,"Coherent Stuctures and Turbulence" Journal of Fluid Mechanics, Cambridge Journals Angleterre, 1986.
9. Photographie de la planète Jupiter  
<http://ircamera.as.arizona.edu/NatSci102/NatSci102/lectures/jupiter.htm>  
crédit de la NASA.



10. Dennis J.C D” Coherent structures in wall-bounded turbulence” Anais da Academia Brasileira de Ciências 87(2) 1161-1193, 2015.
11. Daniel R. S and Maharjan R,” Characterizing the formation and regeneration of hairpin vortices in a laminar boundary layer” Physics Of Fluids 27, 124104, 2015.
12. <http://okcfd.sites.olt.ubc.ca/transition-under-high-free-stream-turbulence/>
13. Launder, B. E., “An Introduction to the Modeling of Turbulence,” VKI Lecture Series 1991-02, March 18-21, 1991.
14. Henningson D S, J. Kim & P. H. Alfredsson “Turbulence characteristics inside a turbulent spot in plane Poiseuille flow” Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program Stanford,1988.
15. Stephen K R,”Coherent motions in the turbulent boundary layer”, Annual Rev of Fluid mechanics 23 601-39, 1991.
16. Favier J,” Contrôle d’écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite”, thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.
17. Hannes Sturm, Gerrit Dumstorff, Peter Busche, Dieter Westermann and Walter Lang,” Boundary Layer Separation and Reattachment Detection on Airfoils by Thermal Flow Sensors”, Sensors ISSN 1424-8220, 12, 2012.
18. Slessor M D, c. L. Bond and p. E. Dimotakis, "Turbulent shear-layer mixing at high Reynolds numbers: effects of inflow conditions", J. Fluid Mech. , vol. 376, pp. 115/138, 1998.
19. Labergue A,” Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas, Application au contrôle de décollements d'écoulements », thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2005.

20. Vukoslavcevic P, J. M. WALLACE, and J.-L. BALINT. "Viscous drag reduction using streamwise-aligned riblets", AIAA Journal, Vol. 30, No. 4, pp. 1119-1122. doi: 10.2514/3.11035, 1992.
21. Kehs J, J. Grossmann, C. Horrell, A. Smith, K. Visser," Experimental and Full Scale Investigation of Base Cavity Drag Reduction Devices for Use on Ground Transport Vehicles", Graduate Research Symposium 2011 Abstract Book, Clarkson university, New York, 2011.
22. Amori Timpe, Zheng Zhang, James Hubner, Lawrence Ukeiley," Passive flow control by membrane wings for aerodynamic benefit", Experiments in Fluides 54-1471 mach 2013.
23. Kavousfar S, E. Esmailzadeh, H. Mahdavy-Moghaddam, M. Mirzaei and S. G. Pouryoussefi, "Experimental Study of Plasma Actuator Effects on Flow Field Separation Bubble around Blunt Flat Plate", Journal of Applied Fluid Mechanics, Vol. 9, No. 1, pp. 397-406, 2016.
24. Angland D, X. Zhang, and M. Goodyer, "Use of Blowing Flow Control to Reduce Bluff Body Interaction Noise "AIAA Journal Vol. 50, No. 8, 2012.
25. Ghazali Mebarki, Samir Rahal, and Abdelhek Hamza, "Heat Transfer Enhancement by Flow Control in a Rectangular Horizontal Channel", International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing, Vol. 1, No. 2, May 2013.
26. Batikh A, "Contrôle de l'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs micro fluidiques : Etude de l'effet de mini et micro jet synthétiques sur des écoulement pariétaux » Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
27. Gad-el-Hak M, "Flow control : passive, active, and reactive flow management" Library of Congress Cataloguing in Publication data, Cambridge University Press, New York, 2000.

28. Semmar D, " Contribution A L'étude De La Modification Des Ecoulements A L'aide D'une Décharge Electrique", Thèse de doctorat, université de Blida. 2007.
29. Dovetta N, " Data-based models for flow control" 'Thèse de doctorat, École Polytechnique paris saclay, Paris, 2016.
30. Ghaus A, "Analyse linéaire des instabilités dans les écoulements incompressibles à parois courbes compliantes", thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
31. <http://aerospaceengineeringblog.com>
32. Carpenter W Peter, « Optimisation of multiple panel compliant wall for delay of laminar-turbulent transition», AIAA Journal, Vol. 31, No. 7, pp. 1187-1188.1993.
33. Russell F. Osborn, Sridhar Kota, and Joel A. Hetrick , "Active Flow Control Using High-Frequency Compliant Structures", Journal Of Aircraft Vol. 41, No. 3, May–June 2004
34. Albert L. Braslow, "A History of Suction-Type Laminar-Flow Control with Emphasis on Flight Research", Monographs in aerospace history n°13, NASA History Division, Washington, 1999.
35. [http://medias.larousse.fr/archives/img/grandeencyclopedia/full/couche\\_limite\\_010.jpg](http://medias.larousse.fr/archives/img/grandeencyclopedia/full/couche_limite_010.jpg)
36. Shun S, Ahmed N A, " Airfoil Separation Control Using Multiple-Orifice Air-Jet Vortex Generators", Journal of Aircraft, Vol. 48, No. 6, pp. 2164-2169, 2011.
37. Seifert, A. Bachar, T. Wygnanski, I., Koss, D. Shepshelovich, M., "Oscillatory-Blowing, a Tool To Delay Boundary Layer Separation", AIAA Paper 93-0440 - presented at the 31st AIAA Aerospace Sciences Meeting, January 1993.
38. <http://avia-simply.ru>

39. Trávníček Z, Broucková Z, and Kordík J. "Formation Criterion for Axisymmetric Synthetic Jets at High Stokes Numbers", *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 9, pp. 2012-2017. doi: 10.2514/1.J051649 , 2012.
40. Lee, C, Ha, Q.P., Hong, G. and Mallinson, S., "A Piezoelectrically Actuated Micro Synthetic Jet for Active Flow Control", *Sensors and Actuators A*, Vol. 108, No. 1, pp. 168-174, November 2003.
41. Pierric J, Amandolese X, Christophe E, Aider J L, "Flow control using MEMS pulsed micro-jets on the Ahmed body", *Experiments in Fluids*, January, 54:1442, 2013.
42. Myron R, "Movement of air in the electric wind of the corona discharge " *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part I: Communication and Electronics* , Volume:80 , Issue: 2 ,1961.
43. Atten P, "Les forces en électrohydrodynamique" Thèse de doctorat, Université de Grenoble, France 1969.
44. Kogelschatz U, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 23, No. 1, March 2003.
45. Petz R, Nitsche W, "Designing Actuators for Active Separation Control Experiments on High-Lift Configurations ", *Active Flow Control, NNFM 95*, pp. 69–84, 2007.
46. PLASMAERO Report Summary, Project reference: 234201, Funded under: Fp7-Transport Information source: SESAM, "<http://cordis.europa.eu>" 2013.
47. Landau L. d. and e. m. Lifshitz "Electrodynamics of continuous media" Pergamon Press New York, 1960.
48. Audier P, " Étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0012 ", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, France, 2012.

49. Jousset R, " Etude, caracterisation et amelioration d'un actionneur plasma : application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius", Thèse de doctorat, Université d'Orléans, France, 2010.
50. Matéo-Vélez J-C, "Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique", Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure De L'aéronautique Et De L'espace, France, Décembre 2006.
51. Schutze A, James Y. Jeong, Steven E. Babayan, Jaeyoung Park, Gary S. Selwyn, and Robert F. Hicks, " The Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and Comparison to Other Plasma Sources", IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 26, No. 6, December 1998.
52. Lacoste D, David Pai, and Christophe Laux. "Ion Wind Effects in A Positive DC Corona Discharge in Atmospheric Pressure Air", 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, 2004.
53. Loiseau J F, J Batina, F Noël and R Peyrous, " Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor", Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 35, Number 10, 2002.
54. Zdenko M, Jedlovsky I , Martisovits V, " DC Discharges in Atmospheric Air and Their Transitions", IEEE Transactions on Plasma Science (Vol:36 , Issue: 4, 2008.
55. Goldman M, Sigmond R. S., " Corona and Insulation", Laboratoire de Physique des Décharges (CNRS) Ecole Supérieure d'Electricité Gif-sur-Yvette, France, 1982.
56. Goldman M, Goldman A. and Sigmond R. S., "The corona discharge, its properties and specific uses", Pure & Appl. Chem., Vol. 57, No. 9, pp. 1353—1362, Great Britain, 1985.

57. Dascalescu L, Morar R, Iuga A, Samuila A, Neamtu V and Suarasan I, "Charging of particulates in the corona field of roll-type electroseparators", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Volume 27, Number 6, 1994.
58. Loeb L B, Kip A. F., Hudson G. G., and Bennett W. H., "Pulses in Negative Point-to-Plane Corona", *Physical Review*, n°60, 1941.
59. Aleksandrov N L, Bazelyan E. M., Raizer Yu. P., "The effect of a corona discharge on a lightning attachment", *Low-Temperature Plasma, Plasma Physics Reports*, Volume 31, Issue 1, pp 75-91, 2005.
60. Černák M, T. Hosokawa, "The first Trichel pulse of negative corona discharge in N<sub>2</sub> with a small admixture of SF<sub>6</sub> ". *Czechoslovak Journal of Physics B*, Volume 39, Issue 9, pp 1032–1036, September 1989.
61. Cross J A, "Back ionization in negative point-to-plane corona discharge", *Journal of electrostatics*, Vol 18 issue 03, 1986.
62. Parissi L., "Etude d'un procédé de traitement d'air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en œuvre et recherche d'optimisation", Thèse de doctorat, Université. Paris VI, 1999.
63. Fridman A, Kennedy A.L., "Plasma Physics and Engineering", CRC Press, Great Britain 2004.
64. Panaget MP « Étude en laboratoire des effets physico-chimique induits par les pertes électriques des lignes de transport à haute tension ». Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie 1997
65. Raizer Yu. P, "Gas discharge physics", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
66. Kadi H, "Influence de l'effet couronne sur les surtensions dans les lignes et les transformateurs de haute tension", *Memoir de Magister*, Département d'électrotechnique, Université De Tizi-Ouzou.

67. [www.univ-sba.dzfsi/downloads/ETL437-Chapitre\\_1.pdf](http://www.univ-sba.dzfsi/downloads/ETL437-Chapitre_1.pdf) (Chapitres 1 à 11)
68. Mekious M, Bitam-Megherbi F, Megherbi M, "Effect of the Electrodes Material on the Corona Discharge at Atmospheric Pressure", International review of physics, Vol n°04, 2014.
69. Hugh M R, "High voltage engineering and testing 3ed" The institution of engineering and technology, London, UK, 2013.
70. Micropoulos P N, Zagkanas V N, Koustoulidis T S, "Experimental investigation of DC corona on stranded conductors under variable air density" 47<sup>th</sup> international Universities power Engineering conference UPEC, sep 2012.
71. Nouri H, Zouzou N, Moreau E, Dascalescu L, Zebboudj Y, "Effect of relative humidity on current-voltage characteristics of an electrostatic precipitator", Journal of Electrostatics (2011), doi:10.1016/j.elstat. 2011.
72. Sili E, "Etude et caractérisation des décharges partielles et du vieillissement du polyimide en environnement aéronautique", Thèse de doctorat, Université de Toulouse France, 2012.
73. Roth J.R., Sherman D.M., Wilkinson S.P., "Electrohydrodynamic flow control with a glow discharge surface plasma", AIAA Journal, Vol. 38, n° 7, pp. 1172-1179, 2000.
74. Corke T, Jumper E, Post M, Orlov D, and McLaughlin T. "Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices", 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, 2002.
75. Roth J. R., "Subsonic Plasma Aerodynamics for Flight Control of Aircraft", AFOSR Contract AF F49620-01-1-0425.
76. Sosa R, Artana G, Moreau E, Touchard G, "Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators", Experiments in Fluids, Volume 42, Issue 1, pp 143-167, 2006.

77. Ramakumar K. "Flow Control and Lift Enhancement Using Plasma Actuators", 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, 2005.
78. Thomas F O, A. Kozlov, and T. C. Corke. "Plasma Actuators for Cylinder Flow Control and Noise Reduction", AIAA Journal, Vol. 46, No. 8, 2008.
79. Forte M, Leger L, Pons J, Moreau E, Touchard G, " Plasma actuators for air-flow control: measurement of the non-stationary induced flow velocity", Journal of Electrostatics, Vol 63, Issues 6–10, 2005.
80. Forte M, Jolibois J., Pons J., Moreau E., Touchard G., Cazalens M., ' Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control", Experiments in Fluids, Volume 43, Issue 6, pp 917-928, 2007.
81. Louste A, Artana G, Moreau E, Touchard G, "Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties " Journal of Electrostatics, Volume 63, Issues 6–10, Pages 615–620, 2005.
82. Grossman K, Bohdan C and VanWie D. "Sparkjet Actuators for Flow Control", 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings, 2003.
83. Caruana D, Barricau P and Hardy P. "The "Plasma Synthetic Jet" Actuator. Aero-thermodynamic Characterization and First Flow Control Applications.", 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Aerospace Sciences Meetings, 2009.
84. Pierrick H, Barricau P, Caruana D, Gleyzes C, Belinger A, and Cambronne J P "Plasma Synthetic Jet for Flow Control", 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, 2010.



85. Belinger, P Hardy, Barricau, Cambronne J P, and Caruana D, "Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Volume 44, Number 36, 2011.
86. Mehalaine K, Photographie prise lors d'une expérience sur le vent ionique, effectuée avec un circuit de génération de haute tension réalisé sur la base d'un transformateur Flyback, ( Tipasa ), 2014.
87. Roth J.R., " Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", 25th IEEE International conference on plasma science, Raleigh, North Carolina, 1998.
88. Bérard P, " Etude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique", Thèse de doctorat, Ecole centrale Paris, 2008.
89. Van Rosendale J. R, Malik. R. and Hussaini m. Y., "Ion-wind effects on Poiseuille and Blasius flow", *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 8, pp. 961-968 1988.
90. El-Khabiry S and Colver G M, " Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow", *Phys. Fluids* 9, 587, 1997.
91. Grange F, Soualem N, Loiseau J F, Spyrou N, "Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge", *Journal of applied physics*, Vol 28 N°08, 1995.
92. Cagnoni D, Agostini F, Christen T, Carlode Falco, Nicola Parolini and Ivica Stevanovi " Multiphysics simulation of corona discharge induced ionic wind ", *J. Appl. Phys.* 114, n°23, 3301, 2013.
93. Ferouani A. K. , Lemerini m., Merad I. and Houalef m. " numerical modelling point-to-plane of negative corona discharge in n2 under non-uniform electric field", *plasma sci. Technol.* , vol. 17 issue (6): 469-474, 2015.

94. Ferouani A K, Lemerini M, Boudahri F & Belhour S, « Modelling of the function of distribution in electric discharge wire – cylinder », (aip conf. Proc.) American institute of physics, vol. 1047, international conference on laser plasma applications in material science – lapams'08, pp. 232-235, 2008.
95. Léger L., “Contrôle actif d'un écoulement d'air par décharge couronne surfacique”, Thèse Univ. Poitiers. 2003,
96. Bologna A, H.R. Paur, H. Seifert, and K. Woletz, "Influence of Gas Composition, Temperature and Pressure on Corona Discharge Characteristics", International Journal of Plasma Environmental Science & Technology, Vol.5, No.2, 2011.
97. Zhao L and Kazimierz A, " Numerical Simulation of Corona Discharge in Compressed Gases with the Effect of EHD Flow", Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatics, 2008.
98. Moreau E, “Airflow control by non-thermal plasma actuators”, Journal Of Physics D: Applied Physics: 40, 2007.
99. Moreau E, Benard V, Alicalapa E F, Douyère A, " Electrohydrodynamic force produced by a corona discharge between a wire active electrode and several cylinder electrodes e Application to electric propulsion", Journal of Electrostatics 76, 2015.
100. Moreau E, Artana G, Touchard G, " Surface corona discharge along an insulating flat plate in air applied to electrohydrodynamically airflow control : electrical properties", electrical properties and discharge-induced ionic wind, 4th International Symposium on Non Thermal Plasma Technology, Panama City Beach, Floride, 2004.
101. Soldati A, Marchioli C, “Prospect for modulation of turbulent boundary layer by EHD flows”, Turbulence structure and modulation, Springer Verlag Wien 2001.

102. Landau L.D., Bell J.S, Kearsley, Pitaevskii M.J. ,. Lifshitz L.P and. Sykes J.B, "Electrodynamics of Continuous Media "Volume 8 in Course of Theoretical Physics, Elsevier, 1984.
103. Soldati A,"On The Effects Of Electrohydrodynamic Flows And Turbulence On Aerosol Transport And Collection In Wire-Plate Electrostatic Precipitators",J. Aerosol Sci. Vol. 31, No. 3, pp. 293/305,Elsevier, 2000.
104. Xing M, Guo B, YU A, "Effect Of Electrohydrodynamic Secondary Flow On The Particle Collection In A Wire-Plate Electrostatic Precipitator",Ninth International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne,2012.
105. Semmar D, Bauchir J.M., D. Hong, Ait Messaoudene N.,” Descriptive numerical approach of the influence of an electrical discharge on a air flow”, J. High Temp. Material Process. An Int. Q. High-Technology Plasma Process. 12 Issue 1 2008.
106. Mehalaine K, Semmar D, Ait Messaoudene N, Bauchire J.M., Hong D., ” Effects of corona discharges on a turbulent air flow: Simulation on a high-lift system”, Journal Of Electrostatics 76 , 171-177, 2015.
107. Khaddour B,"Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée", Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006.
108. Moreau E, Léger L, 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 64,215–225, 2005.
109. ANSYS Fluent User's Guide. Release 15.0.
110. ANSYS Fluent UDF Manual 14.0.
111. Magnier P, Hong D, Leroy-Chesneau A, Pouvesle J M, Hureau J,"A DC corona discharge on a flat plate to induce air movement",65, 10-11; 655-659; Journal Of Electrostatics 2007.

112. Petz R, Nitsche W, "Designing Actuators for Active Separation Control Experiments on High-Lift Configurations ", Active Flow Control, NNFM 95, pp. 69–84, 2007.
113. Séraudie A., Aubert E., Naudé N., Cambronner J.-P. "Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions", AIAA 2006-3350, San Francisco, California, 2006.
114. Jousot R, Hong D, Rabat H," Thermal Characterization of a DBD Plasma Actuator: Dielectric Temperature Measurements using Infrared Thermography",40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Chicago, Illinois,2010.
115. Vernet A. ," Plasma actuators for separation control design and application", PHD thesis KTH Mechanics, Stockholm, Sweden 2014.