



Etude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique

Philippe Bérard

► To cite this version:

Philippe Bérard. Etude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Centrale Paris, 2008. Français. [⟨NNT : 2008ECAP1085⟩](#). [⟨tel-01071389⟩](#)

HAL Id: tel-01071389

<https://centralesupelec.hal.science/tel-01071389v1>

Submitted on 14 Oct 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

THÈSE

présentée par

Philippe BÉRARD

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Formation doctorale : Énergétique

**Laboratoire d'accueil : Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique,
Combustion (EM2C) du CNRS et de l'ECP**

Étude du Vent Ionique Produit par Décharge Couronne à Pression Atmosphérique pour le Contrôle d'Écoulement Aérodynamique

Soutenue le 09 juillet 2008

Composition du jury :	Mlle	LACOSTE	Deanna	Co-directrice de thèse
	Mme	LEYLAND	Pénélope	Invitée
	MM.	BOEUF	Jean-Pierre	Examineur
		BOUDET	Loic	Invité
		LAUX	Christophe	Directeur de thèse
		MOREAU	Éric	Rapporteur
		THIVET	Frédéric	Rapporteur
	ZALAMANSKY	Gilles	Examineur	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants de thèse, Christophe Laux et Deanna Lacoste pour m'avoir fait confiance en acceptant de me prendre comme doctorant dans leur équipe, pour leur soutien et leurs bons conseils. Je leur suis très reconnaissant du temps passé à discuter des avancées et des difficultés de l'étude, à m'aider sur les expériences et enfin à relire les articles et le présent manuscrit. Je remercie ensuite l'ensemble de l'équipe plasma, notamment Anne Bourdon, Chargée de Recherche, pour les discussions et ses conseils sur la simulation numérique. Je tiens également à remercier la DGA et le CNRS de m'avoir accordé une bourse DGA-CNRS sans laquelle ces travaux n'auraient pas été possible. Il en va de même du laboratoire et de l'école doctorale, qu'il s'agisse des directeurs, des secrétaires pour les tâches administratives, des techniciens pour les conseils techniques, informatique, la fabrication de pièce pour les expériences et le service audio-visuel de l'école pour les photographies et les films. Je remercie enfin des doctorants du laboratoire pour la bonne ambiance de travail (et surtout pour les moments moins studieux...). Bonne chances à ceux qui sont en plein travaux. J'espère que l'équipe d'athlétisme perdurera et que de bons résultats aux marathons seront obtenus. Record à battre : 2h59min33s;-). Enfin, je tiens à remercier Thomas, Tolbias et Michael, étudiants brillants, motivés et persévérants, que j'ai encadré au cours de leurs projets sur la problématique du vent ionique, pour l'aide qu'ils m'ont apporté grâce à leurs travaux.

Résumé

LE vent ionique présente des applications intéressantes notamment pour le contrôle d'écoulement aérodynamique par actuateurs plasma sur les profils d'aile d'avion. Ce manuscrit décrit les travaux réalisés sur une configuration simple en vue de comprendre les phénomènes à la base du vent ionique et les paramètres qui contrôlent sa vitesse dans l'air à pression atmosphérique. Le dispositif expérimental est constitué de deux électrodes reliées aux bornes d'une alimentation haute tension continue. Nous avons réalisé une étude paramétrique portant sur la distance inter-électrodes, le diamètre et le matériau des électrodes, la tension, sa polarité, le courant et le gaz dans lequel la décharge est obtenue. En parallèle, nous avons développé un modèle numérique bidimensionnel de la décharge et du vent ionique. Les équations résolues sont les équations de Poisson, de continuité de la densité électronique, continuité des densités d'un ion positif et d'un ion négatif, de la continuité de la masse et les équations de Navier-Stokes. Le système est fermé avec des expressions représentant la cinétique chimique de la décharge et le transport des charges. La simulation a été faite à l'aide du logiciel FLUENT et de modules programmables.

L'étude paramétrique expérimentale dans l'air a montré que la vitesse du vent ionique varie comme la racine carrée du courant et qu'elle atteint des valeurs plus élevées pour la décharge positive que pour la décharge négative. La valeur maximale de vitesse est obtenue juste avant le claquage du gaz, c'est-à-dire l'apparition d'une étincelle. Les paramètres géométriques ont une influence sur la caractéristique courant-tension et de ce fait, influencent la vitesse du vent. Lorsque l'on diminue la distance inter-électrodes, le courant maximal atteint avant claquage augmente, ce qui permet d'atteindre des vitesses de vent plus élevées. La réduction du diamètre de l'anode stressée favorise l'ionisation et donc permet d'utiliser des tensions moins fortes pour obtenir le même courant. Enfin, l'utilisation de cathodes de forme allongées permet de retarder le passage à l'arc et donc d'augmenter le courant maximal et la vitesse du vent ionique.

La modélisation a apporté des éléments de compréhension des comportements observés expérimentalement. Les profils de densité de charges, de force et de vitesse ont été étudiés en fonction de la tension appliquée. La sensibilité au choix des coefficients physico-chimiques du modèle a également été examinée. Les calculs ont notamment montré l'importance de la mobilité des ions sur la vitesse du vent ionique. Les résultats numériques et expérimentaux se rejoignent pour conclure que le matériau des électrodes ne joue pas de rôle significatif dans la décharge étudiée. L'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique à la cathode n'intervient pas dans cette configuration. La comparaison du modèle avec les expériences montre un bon accord entre les deux. La caractéristique courant-tension calculée diffère au maximum de 10% de la caractéristique courant-tension mesurée pour la même configuration. Les profils axiaux de vitesses calculées selon l'axe inter-électrodes et transversalement sont en bon accord avec les mesures, aux incertitudes expérimentales près. Le modèle développé permet donc de reproduire de façon quantitative toutes les observations

expérimentales sur le domaine de paramètres géométriques, électriques, de type de matériau et de gaz considérés. Ce modèle peut maintenant être utilisé pour étudier des configurations géométriques complexes en vue de l'optimisation des vitesses et profils de vent ionique.

Summary

THE ionic wind has interesting applications, more specifically for aerodynamic flow control with plasma actuators on airplane wings. This thesis describes the work done on a simple configuration with the aim to understand the basic phenomena of the ionic wind and the parameters that control its velocity in air at atmospheric pressure. The experimental set up is comprised of two electrodes connected to a DC high voltage power supply. A parametric study was conducted to examine the effect of the interelectrode gap distance, the diameter and the material of the electrodes, the voltage and its polarity, the current and the gas in which the discharge operates. In parallel, a 2D numerical model of the discharge and of the ionic wind was developed. This model incorporates the Poisson equation, the continuity of the electrons density, the continuity of the positive and negative ion densities, the mass continuity and the Navier-Stokes equation. To complete the model, we used expressions modeling the kinetics of the discharge and the motion of charged species. All simulations were performed with FLUENT and programmed modules.

The experimental parametric study in air showed that the ionic wind velocity varies as the square root of the current and that it reaches higher values for the positive discharge than for the negative one. The maximum velocity is obtained just before the occurrence of a spark. The geometric parameters influence the current-voltage characteristics and therefore the velocity. When the gap distance decreases, the maximum current obtained before sparking increases, thus allowing higher velocities. A decrease of the stressed anode diameter favors ionization, which allows the use of lower voltages to sustain the same current. Finally, the use of a non cylindrical cathode allows to delay the spark occurrence, thus increasing the maximum current and the ionic wind velocity.

The modeling results brought a better understanding of the experimental behavior. The profiles of charge densities, of electric field strength and of velocity have been studied versus the voltage. The sensitivity to the physico-kinetics coefficients of the model has also been investigated. The calculations showed the importance of the ion mobility on the velocity of the ionic wind. The numerical and experimental results yield the conclusion that the material of the electrodes plays no significant role on the discharge behavior. The secondary electron emission at the cathode by ion bombardment does not intervene in this configuration. The modeling results are in good agreement with the experiments. The predicted current-voltage characteristics are within 10% for the same configuration. The numerical axial velocity profiles calculated along the gap axis and transversally are also in good agreement with the measured profiles. The model developed reproduces quantitatively all experimental observations for the considered geometric and electric parameters, the material and the type of gas. This model can now be used to study complex geometric configurations for the optimization of velocities and of ionic wind profiles.

Table des matières

Introduction	xxi
I Les Décharges Plasma et le Vent Ionique	1
I.1 Le vent ionique - historique	2
I.2 Les différentes techniques pour obtenir du vent ionique	3
I.2.1 La décharge couronne	3
I.2.1.1 Définition	3
I.2.1.2 La décharge couronne positive	3
I.2.1.3 La décharge négative	6
I.2.1.4 Principe du vent ionique par décharge couronne - description	7
I.2.2 La décharge à barrière diélectrique	9
I.2.2.1 Définition	9
I.2.2.2 Principe de vent ionique par DBD - Description	12
I.3 Contrôle d'écoulement par vent ionique	13
I.3.1 Cas de la décharge couronne	13
I.3.2 Cas de la décharge DBD	14
I.4 Expression de la force électrohydrodynamique	17
I.5 Les modèles de vent ionique proposés jusqu'à ce jour	18
I.6 Comparaison des deux types de décharges	20
I.6.1 Ordres de grandeur	20
I.6.2 Estimation de la vitesse maximale	22
I.6.3 Notre positionnement vis a vis du contexte des recherches actuelles	23
II Dispositif Expérimental et Techniques de Mesure	25
II.1 Objectif	26
II.2 Dispositif expérimental	26
II.3 Diagnostics utilisés	28
II.3.1 Mesure de vitesse par Vélocimétrie Doppler Laser	28
II.3.1.1 But des mesures et choix de la méthode	28
II.3.1.2 Principe de la Vélocimétrie Doppler Laser	29
II.3.1.3 Dispositif expérimental et matériel utilisé	32

II.3.1.4	Validation des mesures par comparaison avec une autre méthode	32
II.3.2	Mesures du courant électrique et de la tension aux bornes de l'alimentation	33
II.3.3	Mesures de vitesse par fil chaud	34
II.3.3.1	But de ces mesures et choix de cette méthode	34
II.3.3.2	Principe de l'anémométrie par fil chaud	35
II.3.3.3	Montage expérimental	37
II.4	Caractérisation du dispositif expérimental	38
II.4.1	Caractérisation électrique des décharges couronnes positive et négative	38
II.4.1.1	Dispositif expérimental et matériel utilisé	38
II.4.1.2	Cas de la décharge couronne négative	38
II.4.1.3	Cas de la décharge couronne positive	41
II.4.2	Répétabilité des expériences de mesure de courant tension	43
II.5	Conclusion	44
III	Simulations Numériques	45
III.1	Objectifs	47
III.2	Choix du logiciel FLUENT	47
III.3	Domaine de calcul et maillage	48
III.4	Le modèle	50
III.4.1	Équation de Poisson	50
III.4.2	Cinétique chimique	51
III.4.3	Équation de continuité des espèces chargées	52
III.4.3.1	Électrons	52
III.4.3.2	Ions positifs	53
III.4.3.3	Ions négatifs	54
III.4.4	Équation de continuité de la masse (fluide)	54
III.4.5	Équation de transport de quantité de mouvement	55
III.4.6	Conditions aux limites	56
III.4.7	Courant électrique	58
III.4.8	Paramètres physico-chimiques	59
III.4.8.1	Coefficient d'ionisation	59
III.4.8.2	Coefficient d'attachement	61
III.4.8.3	Taux de détachement	65
III.4.8.4	Taux de recombinaison	66
III.4.8.5	Mobilité des électrons	67
III.4.8.6	Mobilité des ions	70
III.4.8.7	Coefficient de diffusion électronique	72
III.4.8.8	Coefficient de diffusion ionique	75

III.4.8.9 Coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombarde- ment ionique	75
III.4.8.10 Densités minimales de charges	76
III.4.8.11 Paramètres du fluide	76
III.5 Méthodes de calcul numérique	76
III.5.1 Méthode numérique	76
III.5.2 Discrétisation des équations scalaires	77
III.5.3 Discrétisation des équations de l'écoulement	77
III.5.4 Couplage pression-vitesse	78
III.5.5 Méthode multigrille	79
III.5.6 Discretisation spatiale	81
III.5.7 Calcul des gradients et des dérivées	81
III.5.8 Convergence des calculs	82
III.6 Validations	83
III.6.1 Raffinement du maillage et discrétisation spatiale	83
III.6.2 Validation de la partie électrostatique	85
III.7 Conclusions	89
IV Résultats	91
IV.1 Résultats expérimentaux	93
IV.1.1 Aspect visuel des décharges positive et négative	93
IV.1.2 Influence de la polarité de la décharge sur la vitesse du vent ionique	95
IV.1.3 Choix de la tension absolue à imposer aux électrodes	96
IV.1.4 Effet du matériau des électrodes	97
IV.1.5 Dépendance du courant à la tension appliquée à l'anode : caractéris- tique courant-tension	99
IV.1.6 Dépendance de la vitesse du vent ionique au courant électrique	100
IV.1.7 Influence de la distance inter-électrodes sur la caractéristique courant- tension et la vitesse maximale	101
IV.1.8 Influence du diamètre des électrodes filaires	102
IV.2 Résultats numériques	107
IV.2.1 Analyse d'une configuration de décharge	107
IV.2.1.1 Potentiel et champ électrique	108
IV.2.1.2 Densités de charges	110
IV.2.1.3 Force	114
IV.2.1.4 Vitesse du vent ionique	116
IV.2.2 Sensibilité aux paramètres physico-chimiques du modèle	120
IV.2.2.1 Le coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombar- dement ionique cathodique γ	120
IV.2.2.2 Les coefficients de mobilité des ions	124

IV.2.2.3 Les coefficients d'ionisation, d'attachement, de diffusion électronique et la mobilité électronique	127
IV.2.2.4 La densité ambiante de charges	129
IV.3 Comparaison expérience-simulation	133
IV.3.1 Effet de la mobilité des ions sur le vent ionique : Mesures de vitesse dans l'air, l'argon et l'hélium	133
IV.3.2 Caractéristique Courant-Tension	135
IV.3.3 Vitesse en fonction du courant et de la tension	135
IV.3.4 Profils de vitesse entre les électrodes dans les directions axiale et transversale	137
IV.4 Conclusion	139
Conclusion	141
A Coefficients de transport, d'ionisation et d'attachement des électrons calculés par Bolsig	145
B Mobilité des ions de l'air en fonction du champ électrique	149
C Article AIAA-2007-4611	159
Références	173

Table des figures

1	Recollement des écoulements sur un profil d'aile observé par filets de fumée grâce à l'application d'une décharge plasma	xxi
I.1	Dessin d'une bougie soufflée par le vent ionique	2
I.2	Observation du fond continu et des impulsions de courant en régime couronne streamer	5
I.3	Décharge positive en mode couronne streamer	5
I.4	Décharge positive en régime couronne luminescente	5
I.5	Décharge positive en mode filamentaire	6
I.6	Développement d'une impulsion de Trichel	8
I.7	Mécanismes ionique à la base du vent ionique pour la décharge couronne	9
I.8	Schéma de la DBD de Roth	10
I.9	Simulation des impulsions de courant en DBD dans l'azote	11
I.10	Simulation de la propagation d'une décharge DBD filamentaire dans l'azote pour une rampe de tension	11
I.11	Évolution temporelle de la tension et du courant en DBD	12
I.12	Observation du vent ionique en décharge couronne dans l'air au repos	14
I.13	Observation du vent ionique en décharge couronne	14
I.14	Recollement sur une plaque	15
I.15	Vent ionique le long d'une plaque créé par une OAUGAP	15
I.16	Recollement des écoulements sur un profil d'aile par application d'une décharge plasma, observé grâce à des filets de fumée	16
I.17	Recollement sur une plaque	16
II.1	Montage expérimental	27
II.2	Caractère 2D de la décharge	27
II.3	Montage de Vélocimétrie Doppler Laser	29
II.4	Schéma de principe d'une cellule de Bragg	30
II.5	Système de franges d'interférence produit par le croisement des faisceaux lasers	30
II.6	Obtention de la vitesse à partir de la variation de fréquence	31
II.7	Dispositif fil-Plaques	32
II.8	Comparaison entre les méthodes de mesure de vitesse par LVD et par fil chaud	33

II.9 Mesures de courant	34
II.10 Exemple de caractéristique courant-tension	35
II.11 Pont de Wheatstone	36
II.12 Sondes à fils chauds	37
II.13 Montage expérimental de mesure de vitesse par fil chaud	37
II.14 Impulsions de courant caractéristiques de l'alimentation pour une tension négative	39
II.15 Impulsions de courant en décharge négative à -7500 V	39
II.16 Fréquence des impulsions de courant en fonction du courant moyen	40
II.17 Comparaison des impulsions de courant mesurées avec celles obtenues par Trichel (1938)	40
II.18 Impulsions de courant caractéristiques de l'alimentation pour une tension positive	41
II.19 Courant en décharge positions	42
II.20 Impulsions de courant très basse fréquence en décharge positive	42
II.21 Répétabilité des mesures de caractéristique courant-tension et de tension de claquage	43
III.1 Domaine de calcul	48
III.2 Maillage structuré à proximité de l'électrode de plus faible diamètre	49
III.3 Demi-maillage du domaine de calcul	49
III.4 Coefficients d'ionisation de l'air proposés dans la littérature	60
III.5 Comparaison des coefficients de formation de O^-_2 et de O^- dans l'air	62
III.6 Comparaison des coefficients de formation de O^-_2 et de O^- pour un mélange ($N_2 : O_2 : CO_2 : H_2O$) = (0,741 : 0,033 : 0,143 : 0,083)	63
III.7 Coefficient d'attachement électronique dans l'air	64
III.8 Coefficients de détachement proposés dans la littérature	67
III.9 Mobilités électroniques	70
III.10 Coefficients de diffusion électronique proposés dans la littérature	74
III.11 Schéma de principe du calcul des coefficients des faces à partir des valeurs calculées au centre des cellules	79
III.12 Influence de la discrétisation spatiale sur les densités	84
III.13 Non convergence en maillage avec la méthode de discrétisation du 1 ^{er}	85
III.14 Convergence en maillage avec les discrétisations du 2 ^{ème} et du 3 ^{ème} ordre	86
III.15 Comparaison des maillages à 230000 et 370000 noeuds sur les densités de charges	87
III.16 Validation du calcul du champ électrique par FLUENT	88
IV.1 Photographies des décharges positive et négative en configuration fil-plaques parallèles	94
IV.2 Vitesses obtenues pour les décharge positives et négatives	95

IV.3 Influence de la tension absolue appliquée à l'anode pour une différence de tension entre les électrodes constante	96
IV.4 Effet du matériau utilisé pour les électrodes	97
IV.5 Sensibilité de la caractéristique courant-tension à la distance inter-électrodes	98
IV.6 Tendance parabolique de la caractéristique courant-tension	99
IV.7 Vitesse du vent ionique en fonction du courant et interpolations	100
IV.8 Influence de la distance inter-électrodes sur la caractéristique courant-tension	101
IV.9 Influence de la distance inter-électrodes sur le courant et le champ électrique moyen maximaux	102
IV.10 Influence du diamètre de l'anode stressée sur la caractéristique courant-tension	103
IV.11 Influence du diamètre de l'anode stressée sur la vitesse en fonction du courant	104
IV.12 Influence du diamètre de la cathode sur la caractéristique courant-tension et sur la vitesse en fonction du courant	105
IV.13 Influence du diamètre de la cathode sur la composante de vitesse selon l'axe inter-électrodes	105
IV.14 Influence de la forme de la cathode sur la caractéristique courant-tension et sur la vitesse en fonction du courant	106
IV.15 Comparaison, le long de l'axe du dispositif, des profils de potentiel (V) et de champ électriques (V/m) calculés pour différentes tensions appliquées	108
IV.16 Comparaison, le long de l'axe du dispositif, des champs électriques calculés dans le vide et en présence de charges, pour différentes tensions appliquées	109
IV.17 Profils 2D du potentiel électrique pour une tension appliquée de 13 kV.	110
IV.18 Profil 2D du champ électrique pour une tension appliquée de 13 kV.	111
IV.19 Profils de densités de charges	112
IV.20 Flux de charges entre les électrodes	113
IV.21 Profils 2D des densités de charges (m^{-3}) pour une tension appliquée de 13 kV.	114
IV.22 Influence de la différence de potentiel appliquée sur les profils de densité électronique calculés le long de l'axe du dispositif	115
IV.23 Influence de la différence de potentiel appliquée sur les profils de densité d'ions positifs et négatifs calculés le long de l'axe du dispositif	115
IV.24 Comparaison, le long de l'axe du dispositif, des forces volumiques (en N.m^{-3}) obtenues pour différentes valeurs de tension	116
IV.25 Composantes en 2D de la force autour des électrodes pour une tension appliquée de 13 kV.	117
IV.26 Comparaison des profils axiaux (selon x) et transversaux de la composante x de la vitesse pour différentes valeurs de tension	118
IV.27 Illustration de l'effet de la diminution du diamètre de l'anode sur le champ électrique et la force	119
IV.28 Illustration de l'effet de la diminution de la distance inter-électrodes sur le champ électrique et la force	119

IV.29 Composantes 2D de la vitesse autour des électrodes pour une tension appliquée de 13 kV	121
IV.30 Influence du bombardement ionique sur les profils de densités	122
IV.31 Influence du bombardement ionique sur la force et la vitesse	123
IV.32 Influence de l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique (coefficient γ) sur la caractéristique courant-tension	123
IV.33 Simulations de l'influence de la mobilité des ions positifs sur la vitesse du vent ionique	125
IV.34 Influence de la mobilité des ions positifs sur la caractéristique courant-tension	125
IV.35 Influence de la mobilité des ions positifs sur les densités de charges, le champ électrique.	126
IV.36 Influence de la mobilité des ions positifs sur la force de Lorentz et la vitesse.	127
IV.37 Influence du taux d'ionisation sur la vitesse du vent ionique	128
IV.38 Influence du taux d'ionisation sur la caractéristique courant-tension	128
IV.39 Influence du choix des taux d'ionisation, d'attachement, du coefficient de diffusion et de la mobilité électroniques	130
IV.40 Influence de la densité électronique ambiante	131
IV.41 Influence du seuil de densité ionique ambiante due à l'ionisation naturelle de l'air	132
IV.42 Influence du gaz sur la vitesse du vent ionique en fonction du courant	134
IV.43 Comparaison entre la caractéristique Courant-Tension calculée et mesurée	136
IV.44 Comparaison entre les vitesses calculées et mesurées à mi distance des électrodes sur l'axe du dispositif	136
IV.45 Comparaison entre les profils de vitesse calculés et mesurés, le long de l'axe, à 13 kV	137
IV.46 Comparaison entre les profils de vitesse calculés et mesurés à 13 kV	138
A.1 Taux d'ionisation calculé par Bolsig et son interpolation	147
A.2 Taux d'attachement calculé par Bolsig et son interpolation	147
A.3 Mobilité électronique calculée par Bolsig et son interpolation	148
A.4 Diffusivité électronique calculée par Bolsig et son interpolation	148
B.1 Mobilité de N^+ en fonction du champ électrique	150
B.2 Mobilité de N_2^+ en fonction du champ électrique	150
B.3 Mobilité de N_3^+ en fonction du champ électrique	151
B.4 Mobilité de N_4^+ en fonction du champ électrique	151
B.5 Récapitulatif des mobilités des ions de l'azote en fonction du champ électrique	152
B.6 Mobilité de O_2^+ en fonction du champ électrique	152
B.7 Mobilité de O_4^+ en fonction du champ électrique	153
B.8 Mobilité de O^- en fonction du champ électrique	153
B.9 Mobilité de O_2^- en fonction du champ électrique	154

B.10 Mobilité de O_3^- en fonction du champ électrique	154
B.11 Récapitulatif des mobilités des ions de l'oxygène en fonction du champ électrique	155
B.12 Mobilité de Ar^- en fonction du champ électrique	155
B.13 Mobilité de Ar_2^- en fonction du champ électrique	156
B.14 Mobilité de He^+ en fonction du champ électrique	156
B.15 Mobilité de He_2^- en fonction du champ électrique	157
B.16 Récapitulatif des mobilités des ions de l'argon et de l'hélium en fonction du champ électrique	157

Nomenclature

α : taux d'ionisation

$\vec{A}$: vecteur d'aire élémentaire sur une face d'une maille

$\vec{A}_f$: vecteur de l'aire de la face d'une maille du domaine

A_f : surface du fil chaud

γ : coefficient d'émission secondaire par bombardement ionique

δ_e : taux de détachement des électrons

d : distance inter-électrodes

d_{corona} : distance inter-électrodes pour la décharge couronne

d_{DBD} : longueur du plasma pour la DBD

D_e : coefficient de diffusion des électrons

d_f : distance séparant les inter-franges dans le dispositif de LDV

D_+ : coefficient de diffusion des ions positifs

D_- : coefficient de diffusion des ions négatifs

δt : temps d'application du pic de force en DBD

e : charge élémentaire, $e = 1,6.10^{-19}$ C

E : champ électrique

$\mathcal{E}$: énergie volumique de la particule considérée

ε_o : permittivité du vide, $\varepsilon_o \approx 8,8542.10^{-12}$ F m⁻¹

f_D : fréquence Doppler des particules ensemencant le dispositif de mesure par LDV

f : force volumique globale

f_e : force électrohydrodynamique volumique des électrons

f_+ : force électrohydrodynamique volumique des ions positifs

f_- : force électrohydrodynamique volumique des ions négatifs

f_{shift} : écart entre les fréquences des faisceaux laser en sortie de cellule de Bragg

f_{corona} : force électrohydrodynamique pour la décharge couronne

f_{DBD} : force électrohydrodynamique pour la DBD

- f : force électrohydrodynamique volumique globale
 h : coefficient d'échange thermique par convection entre le fil chaud et le fluide
 H : épaisseur de la décharge
 I : courant électrique de la décharge
 k_{e+} : taux de recombinaison électron-ion positif
 k_{+-} : taux de recombinaison ion positif-ion négatif
 λ : longueur d'onde du laser utilisé pour la LDV
 μ : viscosité dynamique de l'air
 μ_e : mobilité des électrons
 μ_i : mobilité des ions
 μ_+ : mobilité des ions positifs
 μ_- : mobilité des ions négatifs
 N : densité de l'air
 n_e : densité des électrons
 n_e^o : densité seuil des électrons
 n_+ : densité des ions positifs
 n_+^o : densité seuil des ions positifs
 n_- : densité des ions négatifs
 n_-^o : densité seuil des ions négatifs
 ν_{DBD} : fréquence de la décharge DBD
 ν_e : fréquence de collision des électrons avec les neutres
 ν_+ : fréquence de collision des ions positifs avec les neutres
 ν_- : fréquence de collision des ions négatifs avec les neutres
 $\vec{n}$: vecteur unitaire normal à la surface considérée
 p : pression du fluide porteur
 p_o : pression de référence, $p_o=101325$ Pa
 P : puissance volumique de la décharge
 ϕ_k : variable générique des équations de transport de FLUENT
 φ_e : flux d'électrons à la surface de la cathode
 φ_+ : flux d'ions positifs bombardant la cathode
 r : rayon de l'électrode (aussi noté r_1 et r_2 lorsqu'il y en a deux)
 R_1, R_2, R_3, R_L, R_w : résistances électriques
 $\Re$: résidu du calcul numérique

- ρ : masse volumique de l'air
 Q : puissance échangée entre le fil chaud et le fluide
 s : dimension du front d'ionisation dans le cas de la DBD
 S_{ion} : terme source d'ionisation
 S_{att} : terme source d'attachement
 S_{e+} : terme source de recombinaison entre les électrons et les ions positifs
 S_{+-} : terme source de recombinaison entre les ions positifs et négatifs
 T_e : température électronique
 T_i : température ionique
 T_f : la température du fil chaud
 T_o : la température ambiante, $T_o=293$ K
 $\bar{\tau}$: tenseur de viscosité de l'équation de Navier-Stokes
 $\vec{u}$: vitesse du fluide
 $\vec{u}_e$: vitesse dirigée des électrons
 $\vec{u}_+$: vitesse dirigée des ions positifs
 $\vec{u}_-$: vitesse dirigée des ions négatifs
 $\vec{u}_s$: vitesse dirigée de l'espèce s
 U : tension en sortie de pont de wheatstone
 U_w : tension aux bornes du fil chaud
 v : vitesse de propagation du front d'ionisation en DBD
 V : potentiel électrique
 ζ : rugosité de la surface des électrodes

Introduction

Le vent ionique est le résultat du couplage des plasmas froids hors équilibre et de la mécanique des fluides, sous l'action d'un champ électrique intense. Ce couplage intervient au travers de l'interaction entre les espèces chargées, qui dérivent sous l'effet du champ électrique, et les molécules neutres. Le dispositif générant du vent ionique peut être vu macroscopiquement comme un convertisseur électro-mécanique, appliquant une force volumique au fluide et transmettant ainsi une quantité de mouvement à l'écoulement.

Plusieurs applications sont envisagées. La principale, qui suscite un grand intérêt à l'heure actuelle, est le contrôle des écoulements aérodynamiques sur les profils d'aile d'avion. L'idée est d'utiliser des actuateurs apportant de la quantité de mouvement à l'écoulement au niveau de la couche limite de l'extrados, pour éviter l'inversion des vitesses et donc le décollement des lignes de courant. Ceci permettrait d'améliorer les performances des ailes. Les actuateurs mécaniques existants présentent des inconvénients, notamment en raison de leur réponse temporelle relativement lente. De nombreuses études ont déjà démontré qu'il est possible d'utiliser une décharge plasma générant du vent ionique pour contrôler les écoulements le long d'une surface, comme sur la figure 1 tirée des travaux de Corke et Post (20).

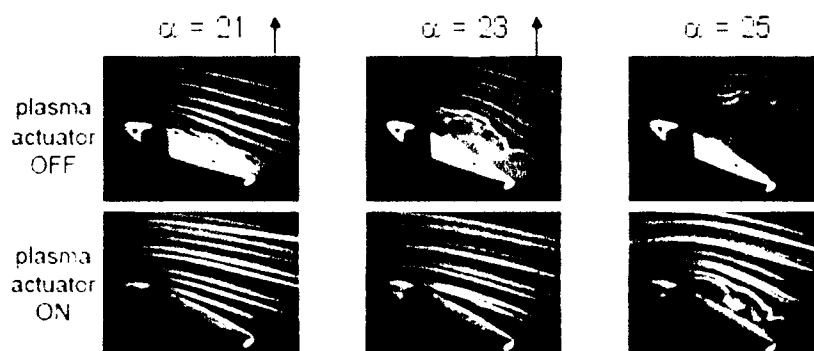


FIG. 1 – *Recollement des écoulements sur un profil d'aile observé à l'aide de filets de fumée grâce à l'application d'une décharge plasma (Corke (20)). Le profil est placé dans un écoulement d'air à 21 m/s.*

Les vitesses pour lesquelles on arrive à contrôler les écoulements par vent ionique sont aujourd'hui insuffisantes pour envisager des applications en aéronautique. Un enjeu est

donc de parvenir à obtenir des vitesses plus importantes, de l'ordre de 100 m/s.

Le contrôle d'écoulement par vent ionique est également envisagé pour des écoulements internes, par exemple dans les moteurs, où les vitesses sont plus faibles qu'à la surface des ailes.

Le phénomène de vent ionique est également envisagé pour des applications en combustion. L'idée est de faire dériver les particules chargées de la flamme et d'utiliser le transfert de quantité de mouvement des collisions avec les molécules neutres des gaz frais pour modifier l'écoulement et par exemple améliorer l'accrochage des flammes sur le brûleur (Altendorfner et al. (5)). Sakhrieh et al. (89) ont mesuré une réduction de 95% des émissions de CO , avec seulement une faible augmentation des NO_x , pour une énergie électrique appliquée égale à 0,1% de la puissance de la flamme. Le vent ionique suffirait à expliquer cette modification de la combustion.

Ces applications du vent ionique ne sont pas au point à ce jour par manque de connaissances et de maîtrise des phénomènes physiques mis en jeu.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été menés afin de mieux comprendre les mécanismes à la base du vent ionique afin d'en connaître les paramètres importants. Pour cela, cette étude s'est intéressée à une configuration simple constituée de deux électrodes asymétriques reliées aux bornes d'une alimentation haute tension continue, générant du vent ionique.

Le premier chapitre introduit les différentes techniques produisant du vent ionique ainsi que des exemples de contrôle d'écoulement par actuateur plasma. Il présente ensuite l'état de l'art sur le thème du vent ionique, notamment la théorie actuellement admise d'une force volumique, dite force de Lorentz, s'appliquant au fluide. Ce premier chapitre se termine sur un calcul d'ordres de grandeur des vitesses.

Le deuxième chapitre présente le dispositif expérimental mis en place et les paramètres physiques que nous avons étudiés. Nous décrivons également les techniques de diagnostics expérimentaux employés pour mesurer la vitesse de l'écoulement et l'évolution temporelle du courant électrique. Une caractérisation électrique du dispositif de vent ionique est ensuite présentée, suivie de la répétitivité des phénomènes.

Le troisième chapitre décrit le modèle numérique bidimensionnel développé dans cette thèse. Nous présentons tout d'abord le domaine de calcul. Nous décrivons ensuite le modèle cinétique utilisé ainsi que les équations résolues par le solveur. Puis nous présentons les données bibliographiques sur les coefficients physico-chimiques permettant de fermer le système d'équation. Nous exposons ensuite les méthodes de calcul mises en œuvre pour résoudre les équations. Ce chapitre se termine sur une validation du champ électrique calculé et du maillage choisi pour les calculs.

Le quatrième et dernier chapitre présente l'ensemble des résultats obtenus au cours de ces travaux. Nous commençons par les résultats de l'étude paramétrique expérimentale. Puis nous exposons les résultats obtenus sur le modèle. Enfin nous comparons les calculs et les mesures.

Ces travaux ont été financés par la DGA et le CNRS dans le cadre d'une Bourse de Docteur-Ingénieur DGA-CNRS.

Chapitre I

Les Décharges Plasma et le Vent Ionique

Table des matières

I.1	Le vent ionique - historique	2
I.2	Les différentes techniques pour obtenir du vent ionique	3
I.2.1	La décharge couronne	3
I.2.1.1	Définition	3
I.2.1.2	La décharge couronne positive	3
I.2.1.3	La décharge négative	6
I.2.1.4	Principe du vent ionique par décharge couronne - description	7
I.2.2	La décharge à barrière diélectrique	9
I.2.2.1	Définition	9
I.2.2.2	Principe de vent ionique par DBD - Description	12
I.3	Contrôle d'écoulement par vent ionique	13
I.3.1	Cas de la décharge couronne	13
I.3.2	Cas de la décharge DBD	14
I.4	Expression de la force électrohydrodynamique	17
I.5	Les modèles de vent ionique proposés jusqu'à ce jour	18
I.6	Comparaison des deux types de décharges	20
I.6.1	Ordres de grandeur	20
I.6.2	Estimation de la vitesse maximale	22
I.6.3	Notre positionnement vis a vis du contexte des recherches actuelles	23

I.1 Le vent ionique - historique

Le phénomène de vent ionique est connu depuis le début du 18^{ème} siècle : en 1709, Hausksbee (33) ressent un souffle en utilisant un tube chargé. La figure I.1 illustre une expérience du type. Ce phénomène attire l'attention entre autres de Newton (72), Faraday (27) et Maxwell

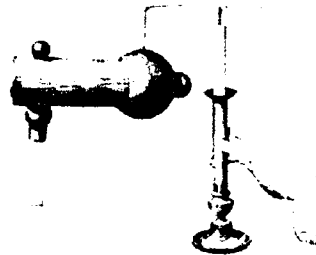


FIG. I.1 – *Dessin d'une bougie soufflée par le vent ionique.*

(60). En 1838, Faraday propose une première explication au phénomène de vent ionique : la force à l'origine de ce vent viendrait de la friction des ions sur les molécules du gaz. En 1899, Chattock (18) réalise la première étude quantitative et propose une relation entre la pression liée au vent ionique et le courant électrique entre deux électrodes planes. Ce résultat est étendu à d'autres géométries par Löb (48) en 1954 et Stuetzer (99) en 1959. Dans les années 50, quelques brevets ont été déposés en Europe et aux États Unis. Depuis la fin des années 50, plusieurs modèles ont été proposés : ils sont exposés et brièvement décrits au paragraphe I.5.

En 1968, Velkoff et Ketcham (105) publient la première étude de l'effet d'une décharge couronne et donc du vent ionique sur un écoulement de couche limite. Ils démontrent qu'il est possible de retarder la position de la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. Le sujet a commencé à prendre de l'importance dans les années 90. A la fin des années 90, deux équipes présentent de nouveaux résultats sur le sujet : une collaboration entre les Universités de Poitiers et de Buenos Aires et Roth et al. à l'Université de Tennessee. Corke et al. ont aussi réalisés de nombreuses études sur l'effet des décharges plasma sur les écoulements autour d'un profil d'aile dès le début des années 2000.

Depuis la thématique est en pleine expansion comme le montre par exemple le nombre d'articles présentés aux conférences AIAA, avec 3 articles aux conférences AIAA en 2000, 15 en 2003 et 40 en 2006.

I.2 Les différentes techniques pour obtenir du vent ionique

Les deux principales techniques pour créer du vent ionique sont la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique (DBD).

I.2.1 La décharge couronne

I.2.1.1 Définition

La décharge couronne est obtenue lorsqu'une surface à faible rayon de courbure est soumise à une forte tension (à partir de quelques kV). À proximité de cette surface, la tension varie fortement sur une courte distance, créant ainsi un fort champ électrique E . L'air est naturellement légèrement ionisé à cause de la radioactivité naturelle, des rayons cosmiques,... Les électrons issus de cette ionisation naturelle sont accélérés par le champ électrique. Lorsque leur énergie est suffisante, ils dissocient les atomes et molécules par collisions. Il se crée ainsi des paires électron-ion. Le phénomène se répète en cascade pour chaque électron créé, ce qui amplifie d'autant plus le phénomène. C'est ce qu'on appelle une *avalanche électronique*. À proximité d'une pointe sphérique par exemple, le champ électrique varie inversement proportionnellement au carré de la distance et dans le cas cylindrique, inversement proportionnellement à la distance. En première approximation, à faible distance de l'électrode, les lignes iso-valeur du champ électrique sont respectivement sphériques et cylindriques pour chaque exemple. Dans cette zone autour de l'électrode, en forme de couronne sphérique ou cylindrique suivant le cas, les collisions électrons-neutres ionisent le milieu si le champ électrique est suffisant : on obtient ainsi un plasma. D'où le nom de *couronne plasma* donné à cette zone à proximité de l'électrode et de *décharge couronne* à ce type de décharge. On distingue deux types de décharges couronnes, positive et négative selon la polarité de l'électrode. Les phénomènes mis en jeu diffèrent selon que l'électrode est positive ou négative.

I.2.1.2 La décharge couronne positive

On appelle décharge couronne positive le cas où une électrode de petit rayon de courbure est portée à une haute tension positive. Dans ce cas, le champ électrique est orienté de cette électrode (l'anode) vers une ou plusieurs autres électrodes de grand rayon de courbure à

la masse ou à un potentiel plus faible. Les électrons dérivent en sens contraire du champ électrique sous l'effet de la force de Coulomb, donc vers l'anode. Une fois dans la couronne, leur énergie augmente au fur et à mesure qu'ils approchent de la surface. Ils ionisent de plus en plus les particules sur leur parcours jusqu'à être absorbés par l'électrode métallique. Comme ils sont très énergétiques ils s'attachent peu aux particules neutres, même électronégatives, comme l'oxygène moléculaire. Peu d'ions négatifs sont créés. La couronne est donc essentiellement constituée d'ions positifs et d'électrons. Les ions quant à eux dérivent dans le sens du champ électrique et finissent par sortir de la couronne où il n'y a plus d'ionisation donc peu d'électrons. Il se crée alors une zone unipolaire positive au delà de la limite de la couronne car les ions positifs y sont majoritaires. On remarque que dans ce cas, il n'y a pas d'ions qui restent à proximité de la surface de l'anode.

Suivant la configuration utilisée et la tension appliquée à l'électrode, les régimes de décharge observés sont différents. Ce paragraphe présente un exemple de configuration correspondant aux expériences de Moreau et al. (63; 64) en décharge couronne surfacique (électrodes de longueur 33 cm, espacées de 4 cm, l'une étant portée à -10 kV, l'autre à un potentiel positif variable). Dans ce cas particulier, Moreau et al. distinguent cinq régimes de décharge différents dont la dénomination est liée à l'aspect visuel et au comportement électrique de la décharge :

- Régime **point** (spot)

C'est le premier régime à apparaître dans l'exemple de cette configuration. Il correspond à des courants $I < 0,2$ mA/m (ce courant, dit *linéique*, correspond au courant moyen que l'on aurait pour un fil de longueur 1 m ; il s'agit du courant réel moyen divisé par la longueur exprimée en mètres). La décharge est concentrée en quelques points lumineux sur la surface de l'électrode.

- Régime **couronne streamer** (streamer corona)

Ce régime correspond à des courants $0,2 < I < 0,8$ mA/m. Il se caractérise par un courant électrique qui présente une composante continue (sa valeur linéique est notée en rouge sur la figure) à laquelle s'ajoutent des impulsions de quelques mA en amplitude et d'une durée de quelques ms comme indiqué sur la figure I.2. Une luminosité bleutée assez homogène apparaît sur toute la surface diélectrique inter-électrodes (figure I.3).

- Régime **couronne luminescente** (glow corona)

Ce régime correspond à des courants $0,8 < I < 2,5$ mA/m. Ce régime se caractérise par des points lumineux très rapprochés sur toute la longueur de l'électrode, voire par une couronne lumineuse violette continue. La composante alternative du courant est très faible voire nulle, ce qui traduit l'absence de streamer. L'espace inter-électrodes n'est pas lumineux (figure I.4).

- Régime **filamentaire** (filamentary)

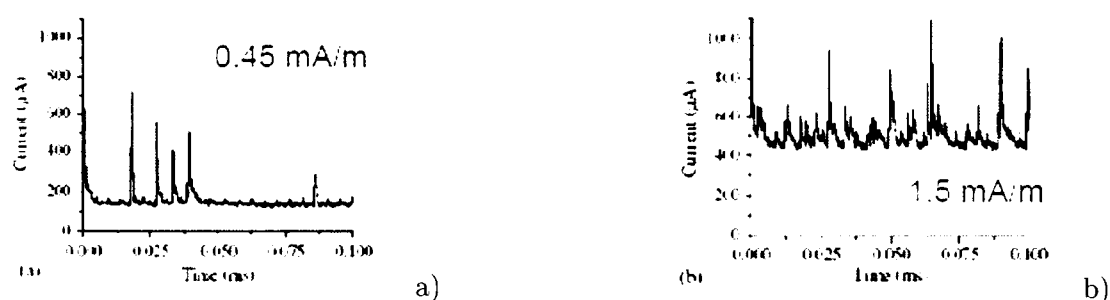


FIG. I.2 – Observation du fond continu et des impulsions de courant en régime couronne streamer (Moreau et al (64)). La longueur des fils est de 33 cm.

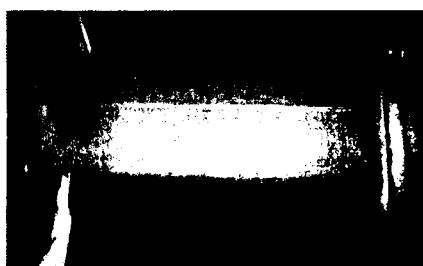


FIG. I.3 – Décharge positive en mode couronne streamer obtenue par Moreau et al. (64).



FIG. I.4 – Décharge positive en régime couronne lumineuse obtenue par Moreau et al. (63; 64).

Dans ces conditions, la décharge présente de nombreux filaments (figure I.5). Ce régime peut apparaître dès 0,6 mA/m. Il est très instable et peut entraîner le passage à l'arc si l'on augmente encore la tension.

- Régime d'arc

Ce régime apparaît lorsque la tension dépasse la tension de claquage. La décharge se développe de sorte à joindre les électrodes par un canal ionisé de faible résistance. Par conséquent, un très fort courant concentré dans ce canal préférentiel traverse la zone inter-électrodes, entraînant localement une élévation importante de la température. Ce courant atteint généralement les limites de l'alimentation.

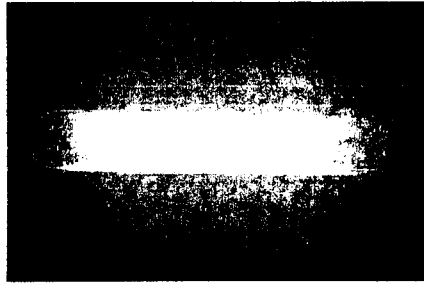


FIG. I.5 – Décharge positive en mode filamentaire obtenue par Moreau et al. (63; 64).

I.2.1.3 La décharge négative

On appelle décharge négative le cas où l'électrode de faible rayon de courbure est portée à une tension négative. Dans ce cas, le champ électrique est orienté vers l'électrode (la cathode). Les électrons sont repoussés tandis que les ions positifs créés par ionisation sont attirés. ceux-ci restent donc confinés dans la couronne. Les électrons voient leur énergie diminuer au fur et à mesure qu'ils s'éloignent de l'électrode. Ils finissent par dériver et diffuser hors de la couronne plasma où le champ électrique élevé leur confèrent une énergie suffisante pour ioniser les particules. Dans le cas des milieux électronégatifs comme l'air, en raison de la présence de l'oxygène moléculaire qui est électronégatif (affinité électronique $- 0,45$ eV), les électrons s'attachent rapidement sur les O_2 par exemple. Ces ions négatifs dérivent vers l'anode, mais beaucoup plus lentement que ne le feraient les électrons puisqu'ils sont plus lourds. La zone unipolaire est négative puisqu'elle est composée majoritairement d'ions négatifs. Un champ de charges d'espace est créé par cette densité d'ions négatifs et s'ajoute au champ laplacien. Il peut dépasser la limite d'ionisation et ainsi créer une "concentration locale" de charges se déplaçant vers l'électrode positive. Au delà d'un champ seuil, il peut y avoir formation d'une étincelle.

Au contraire de la décharge positive, des ions sont présents dans la couronne. Comme l'explique Trichel (103), après la première phase de succession d'avalanches électroniques créant des paires électrons-ions, les ions positifs s'accumulent en quelques centaines de nanosecondes dans la couronne plasma. Comme les densités des électrons et des ions positifs augmentent à proximité de la surface à cause de l'ionisation, les ions positifs forment un nuage en forme de cône, la pointe dirigée vers la cathode (figure I.6 a)). Ce nuage d'ions positifs commence d'abord par créer un champ de charges d'espaces important entre la cathode et lui-même, appelé chute cathodique (figure I.6 b)). Ceci amplifie l'ionisation par collisions des électrons et possiblement par photoionisation. Selon Cernak (74), le bombardement ionique a peu d'effet car le matériau a peu d'influence. Le courant augmente fortement. Parallèlement, derrière ce nuage de charges positives, sur une distance de 10 parcours électroniques moyens, le champ électrique se trouve très réduit ce qui inhibe l'ionisation (figure I.6 c)). Au fur et à mesure que le nuage de charges d'espace positives dérive vers la cathode,

le volume où l'ionisation se produit diminue jusqu'à disparaître lorsque la charge d'espace positive atteint la surface de l'anode (figure I.6 d)). Il s'ensuit immédiatement une baisse progressive du courant (figure I.6 e)). Lorsque les ions positifs atteignent la cathode, le champ électrique remonte à sa valeur initiale égale au champ laplacien. Les quelques ions positifs encore présents sont accélérés fortement en direction de la cathode et libèrent des électrons lors de l'impact avec celles-ci. Ces électrons sont les électrons germes d'un autre cycle identique à celui que nous venons de décrire. Du point de vue du circuit électrique on observe des impulsions de courant appelées *impulsions de Trichel*. Les trois phases du cycle sont clairement décrites par les mesures de courant de Torsethauget et Sigmond (102) et les calculs de courant de Reess et Paillol (80). La fréquence des impulsions en un point donné est liée au temps d'évacuation des charges.

La décharge négative n'est pas uniforme dans le cas cylindrique. Elle se compose d'un nombre de points lumineux violets qui sont autant de zones de micro-décharge où se produit le cycle décrit dans ce paragraphe. Ces points sont régulièrement espacés en raison des interactions coulombiennes répulsives entre les nuages chargés.

La décharge couronne peut être obtenue par différentes configurations d'électrodes. Les plus courantes sont les configurations pointe-plan, pointe-cylindre et fil-fil.

I.2.1.4 Principe du vent ionique par décharge couronne - description

Comme nous l'avons présenté dans les deux sections précédentes, une zone unipolaire se crée au delà de la limite d'ionisation à la fois pour la décharge positive et pour la décharge négative. Ces ions continuent de dériver sous l'effet du champ électrique. Dans la zone unipolaire, ils n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser les molécules lors des collisions. Les collisions sont alors en grande majorité élastiques dans cette zone. Les ions cèdent alors une partie de leur quantité de mouvement aux particules neutres rencontrées. Le vent ionique est la mise en mouvement globale des molécules du gaz par ces collisions. L'apparition du vent ionique est ainsi directement liée à l'existence de la zone unipolaire. Les phénomènes décrits ci-dessus sont représentés de façon schématique sur la figure I.7.

Lorsque l'on inverse la polarité de l'électrode stressée, la direction du vent ionique est inchangée. Dans le cas de la décharge positive, les lignes de champ électrique partent de l'électrode et les ions positifs de la zone unipolaire positive dérivent dans le même sens. Dans le cas de la décharge négative, le champ électrique est inversé, mais les ions négatifs de la zone unipolaire négative remontent les lignes de champ. Ceux-ci dérivent donc dans le même sens que les ions positifs de la décharge positive. Dans les deux cas, les collisions entraînent les neutres dans le même sens. Au final, le vent ionique part toujours de l'électrode stressée.

Si l'on place deux électrodes stressées de polarités opposées l'une en face de l'autre, les

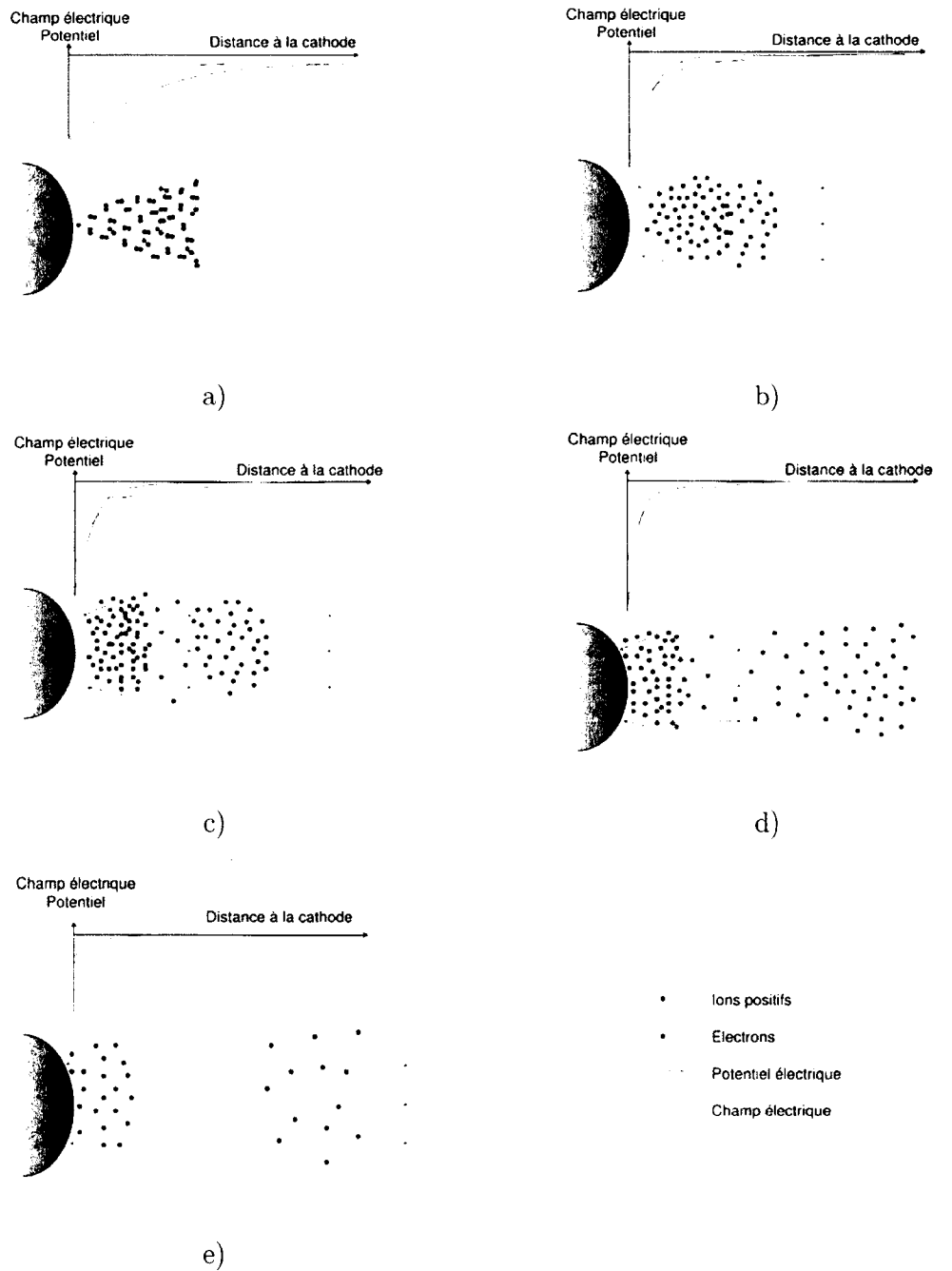


FIG. I.6 – Développement d'une impulsion de Trichel.

vents ioniques produits par chacune d'entre elles sont opposés. Pour éviter que les deux vents ne se contrebalancent, il faut imposer une asymétrie entre les rayons de courbure des électrodes afin de favoriser le vent créé par l'électrode de plus petit rayon de courbure.

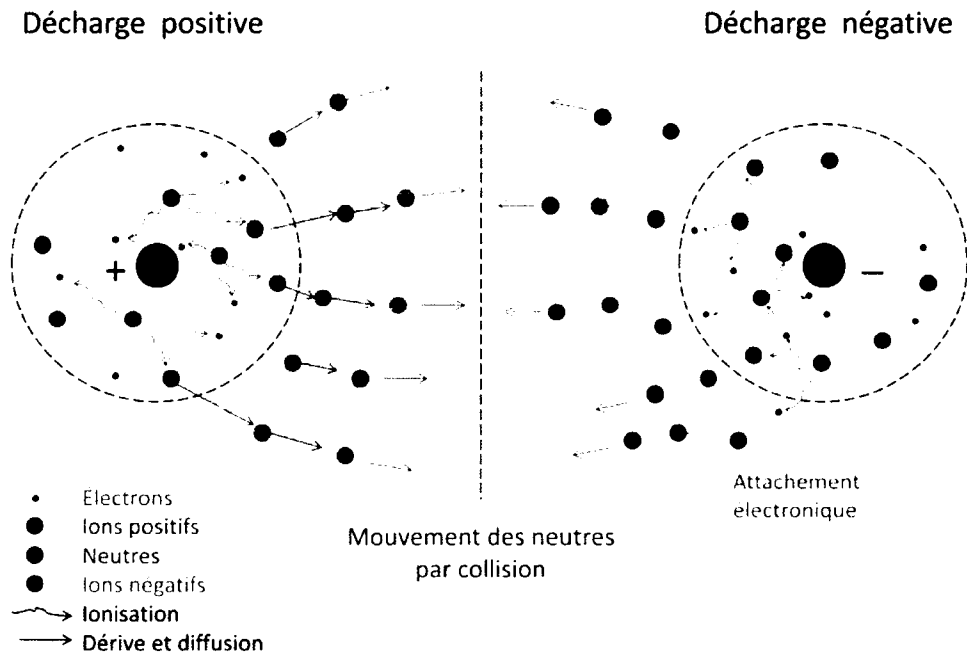


FIG. I.7 – Mécanismes ionique à la base du vent ionique pour les décharges couronnes positive et négative.

I.2.2 La décharge à barrière diélectrique

I.2.2.1 Définition

La décharge à barrière diélectrique (DBD) est utilisée dès 1857 par W. Siemens (91) pour la production d'ozone. De nos jours, une de ses principales applications est le dépôt de couches minces sur différentes surfaces. La DBD représente une manière simple de créer un plasma froid hors équilibre thermodynamique. Le dispositif permettant de créer une DBD se compose de deux électrodes parallèles en regard, l'une d'elle au moins étant recouverte d'un matériau isolant. Entre les deux on applique une tension alternative (nous verrons dans le suite du paragraphe qu'il est nécessaire que la tension soit alternative). Généralement la tension utilisée est de moyenne nulle. L'isolant permet de prévenir les arcs électriques entre les électrodes. Ce type de géométrie permet d'obtenir du vent ionique mais pour des questions d'encombrement n'est pas utilisable pour le contrôle d'écoulement en aéronautique. A la fin des années 1970, Masuda modifie le dispositif pour créer une décharge à barrière diélectrique surfacique (56), mais il faudra attendre Roth (83) pour qu'elle soit largement étudiée. Après avoir déposé plusieurs brevets (par exemple (84)), il propose cette décharge pour des applications au contrôle d'écoulement. La nouvelle géométrie se compose d'une

plaque isolante, le diélectrique, sur laquelle sont posées des plaques métalliques étroites de part et d'autre et de manière asymétrique. Les électrodes sont reliées aux bornes d'une alimentation haute tension délivrant une tension et un courant alternatifs, généralement à une fréquence de l'ordre de la dizaine de kHz. Roth appelle cette décharge "One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma" (OAUGDP). Le schéma du dispositif est présenté sur la figure I.8.

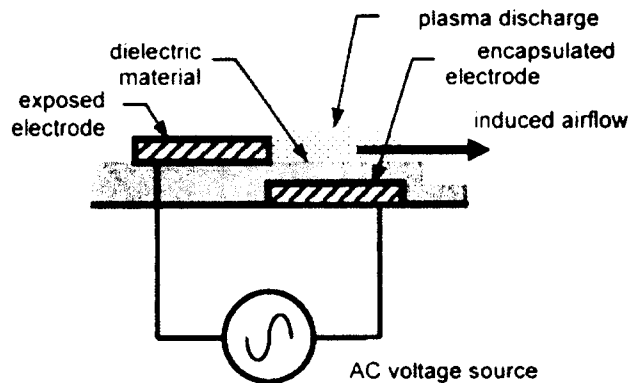


FIG. I.8 – Schéma de la décharge à barrière diélectrique de Roth.

Le dispositif permet d'obtenir des DBD ayant des caractéristiques courant-tension du type de celle présentées plus loin sur la figure I.11. On peut noter la présence de nombreux pics de courant, à la fois dans la partie positive et dans la partie négative du cycle.

Boeuf et al. (11; 10) ont proposé un mécanisme temporel dans le cas simplifié de l'azote où il n'y a pas d'ions électronégatifs. Ils considèrent le cas où l'électrode libre voit son potentiel croître. Une décharge de Townsend s'initie entre cette électrode et le diélectrique. Une charge d'espace positive apparaît grâce à l'ionisation en volume et aux avalanches successives issues de l'émission électronique secondaire par bombardement ionique sur le diélectrique. Lorsque le champ de charges d'espace devient comparable au champ laplacien lié aux électrodes, les charges positives dérivent vers la surface du diélectrique où le potentiel est plus faible. Ils chargent localement la surface. Localement, le potentiel de la surface augmente jusqu'à atteindre la valeur du potentiel à l'anode et donc la charge positive progresse le long de la surface. Le canal ionisé qu'elle laisse derrière elle se comporte comme un prolongement de l'anode et est assez semblable à une décharge couronne. Cette expansion du plasma s'accompagne d'une faible augmentation du courant. Lorsque la densité de charges au niveau du front d'ionisation atteint une valeur critique, il se produit un brusque emballement du phénomène et donc une accélération de la propagation, accompagnée d'une augmentation forte du courant. Le potentiel électrique diminue le long du canal ionisé si bien que la chute de tension au niveau de la tête diminue au fur et à mesure de la progression. Après une certaine distance parcourue, la décharge de l'extrémité s'éteint car la tension n'est plus

suffisante pour permettre l'ionisation. Le courant a donc l'aspect présenté sur la figure I.9. La figure I.10 présente les profils de densité d'ions positifs pour 4 instants différents.

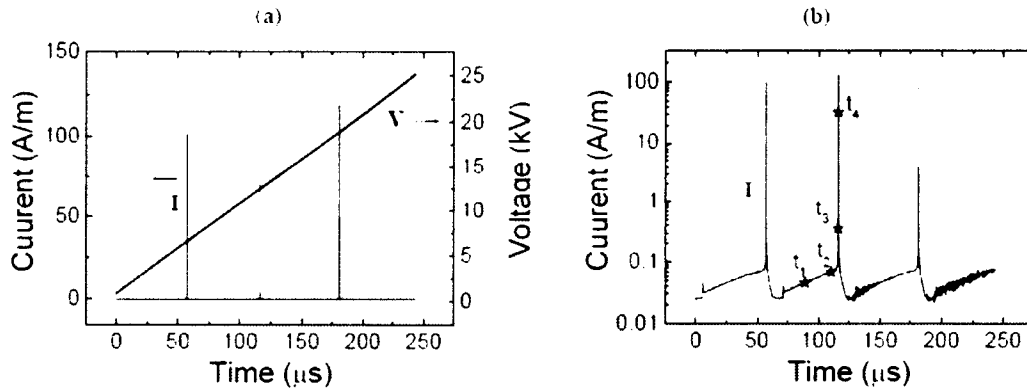


FIG. I.9 – Simulation des impulsions de courant en DBD dans l'azote (Boeuf et al. (10)).
Les instants marqués t_1 à t_4 correspondent aux 4 graphes de la figure I.10.
a) Courant et tension calculés en fonction du temps
b) Courant tracé en échelle logarithmique.

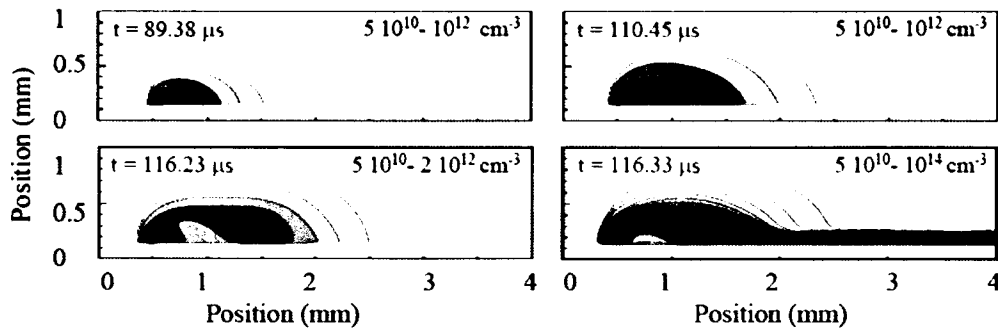


FIG. I.10 – Simulation de la propagation d'une décharge DBD filamentaire dans l'azote pour une rampe de tension (Boeuf et al. (10)).

La simulation présentée ici est 2D. Dans la pratique, le développement de ces filaments de courant se produit en des endroits aléatoires à la surface des électrodes, ce qui donne l'aspect aléatoire de la figure I.11. Ces travaux de Boeuf et al. ne détaillent pas le mécanisme de propagation de la décharge dans le cas d'une pente de tension négative, mais leurs simulations présentent des impulsions de courant de faible amplitude et de fréquence plus élevée.

On note aussi une forte composante capacitive du courant liée à la présence du diélectrique qui se charge peu à peu avec le passage des décharges filamenteuses successives. Ceci impose de travailler avec une tension alternative afin de décharger la surface.

Le grand avantage de la DBD est que le diélectrique crée une barrière à la formation de

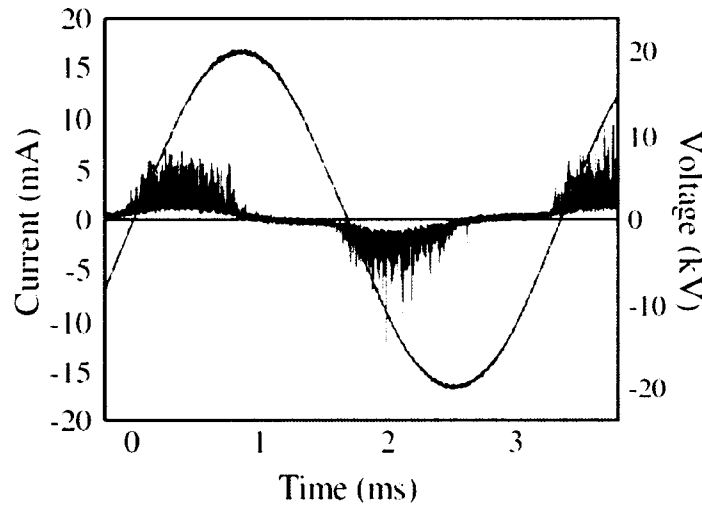


FIG. I.11 – Évolution temporelle de la tension et du courant en DBD dans le cas des expériences de Moreau et al. (50; 64; 66)

l'arc entre les électrodes. La présence de ce diélectrique introduit une interaction forte entre le plasma et le matériau qui joue un rôle important dans le développement et l'entretien de la décharge par émission secondaire d'électrons. Afin d'optimiser la décharge pour certaines applications, on peut modifier la forme des cycles de tension, comme proposé par Likhanskii et al. (47).

I.2.2.2 Principe de vent ionique par DBD - Description

Roth (83) qualifie de *paraélectrique* la force moyenne observée expérimentalement et donne son expression :

$$f_{DBD} = \nabla \left(\frac{1}{2} \varepsilon_o E^2 \right) \quad (I.1)$$

où ε_o est la permittivité diélectrique du vide et E le champ électrique. Cette expression peut être retrouvée à partir de l'expression de la force de Coulomb et de l'équation de Poisson. Le terme $\frac{1}{2} \varepsilon_o E^2$ est homogène à une pression, appelée pression électrostatique. Le gradient de cette pression crée une force tout comme le gradient de pression hydrodynamique en mécanique des fluides classique.

Boeuf et al. (10) proposent une explication de l'évolution temporelle de la force électrohydrodynamique à partir de la propagation de la décharge présentée dans la section précédente. Tout comme le courant, la force volumique instantanée comporte deux parties. La première correspond au développement progressif de la décharge semblable à une décharge couronne : on obtient une force de faible intensité mais qui dure pendant toute la

période entre deux pics de courant et non localisée. La deuxième composante est créée par l'onde d'ionisation. Elle est très intense par rapport à la force liée à la décharge couronne se développant entre les pics, mais elle est localisée au niveau de la chute de tension du front d'ionisation qui mesure environ $50\ \mu$ et qui se déplace. Du point de vue des particules neutres du gaz, cette force est de durée inférieure à la nanoseconde. En moyennant la force par rapport au temps, la contribution associée aux pics d'intensité apparaît négligeable face à celle associée à la partie continue du courant du courant de fond de la décharge.

I.3 Contrôle d'écoulement par vent ionique

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le vent ionique peut être obtenu pour différentes configurations, notamment la décharge couronne et la DBD. Cette section présente quelques expériences permettant d'illustrer l'effet du vent ionique sur un écoulement, dans les deux configurations susmentionnées.

I.3.1 Cas de la décharge couronne

Les figures I.12 et I.13 présentent des résultats expérimentaux obtenus par Moreau et al. (63; 64) dans l'air au repos. Elles correspondent toutes les deux à la configuration de deux électrodes filaires de diamètre 0,7 et 2 mm, espacées de 40 mm et incrustées dans une plaque diélectrique. La figure I.12 présente des mesures de vitesse par tube de Pitot (en verre et placé après la décharge pour éviter l'interaction avec le plasma), l'ordonnée représentant la distance à la surface. La décharge agit sur le fluide sur une épaisseur d'environ 1 cm. Le vent ionique est maximal pour $y = 2\text{ mm}$ et atteint des vitesses de quelques m/s et 3,5 m/s pour un courant de 1,2 mA/m. On retrouve le résultat énoncé au paragraphe I.5, c'est-à-dire que le vent ionique augmente avec le courant électrique.

La photographie I.13 présente une visualisation de l'écoulement au moyen d'un ensemencement de particules de fumée sous l'action du vent ionique. On observe que l'écoulement vient de la zone située au dessus de l'électrode stressée (ici l'anode est située à gauche), puis qu'il suit la surface entre les électrodes et derrière la cathode (électrode de droite). L'auteur explique ces observations par la création d'une dépression (c'est à dire un gradient de pression) au niveau de l'anode.

La figure I.14, tirée de Léger et al. (44), présente une expérience de recollement par décharge couronne d'un écoulement derrière une plaque inclinée placée dans un écoulement laminaire à 0,35 m/s. La plaque utilisée, de 4 mm d'épaisseur, mesure 300 x 150 mm. Elle fait un angle de 30° avec l'écoulement de la veine de la soufflerie. L'anode est un fil de 0,45 mm de rayon, en cuivre, portée au potentiel de 20 kV. La cathode est une plaque d'aluminium de 25 mm de large soumise à -10 kV. Les électrodes sont espacées de 38 mm. Le courant

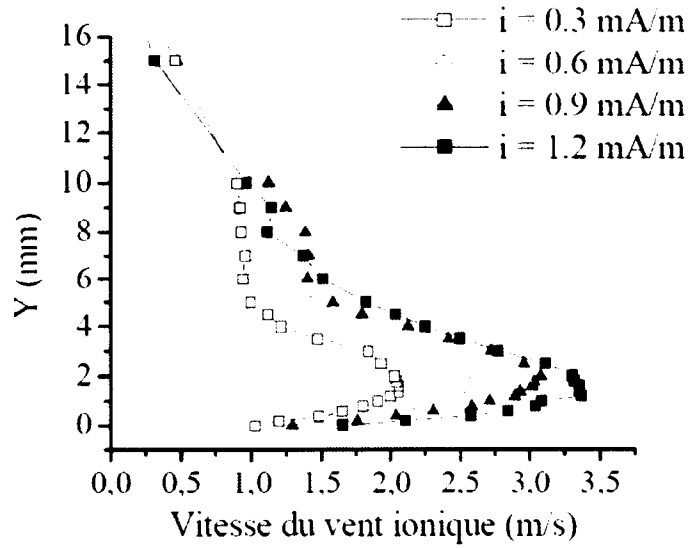


FIG. I.12 – Observation du vent ionique en décharge couronne dans l'air au repos (Moreau et al. (63; 64)).

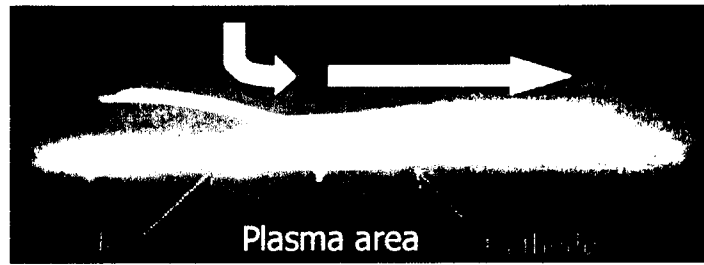


FIG. I.13 – Observation du vent ionique en décharge couronne. Moreau et al. (63; 64).

est de $100 \mu\text{A}$. Cette configuration correspond à la décharge couronne streamer dans la dénomination de Moreau (section I.2.1.2).

I.3.2 Cas de la décharge DBD

Comme nous l'avons dit précédemment, Roth invente la DBD surfacique en vue d'applications pour l'aéronautique. Il met en évidence la création d'un écoulement par ce dispositif. La figure I.15 présente la vitesse de l'air induite par la "OAUGAP" pour une fréquence de 3 kHz dans de l'air au repos (83). Comme pour la décharge couronne, l'air est mis en mouvement sur un peu moins d'1 cm d'épaisseur au dessus de la surface. Les vitesses de vent ionique augmentent avec la tension et atteignent 3,5 m/s pour 5 kV dans la configuration étudiée.

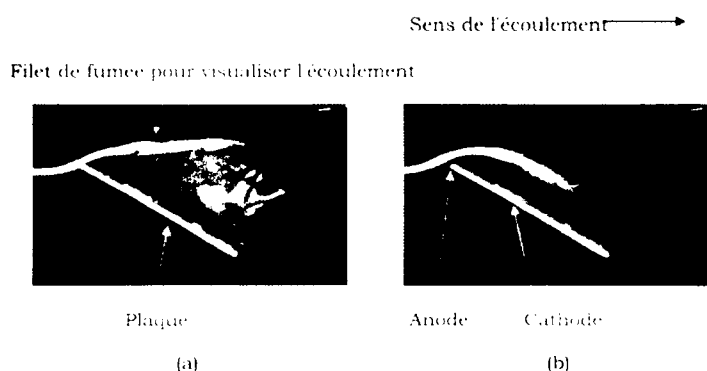


FIG. I.14 – Exemple de recollement d'écoulement derrière une plaque inclinée obtenu par Moreau et al (44; 63; 65; 64).

a) sans décharge

b) avec décharge, 20kV à l'anode et -10kV à la cathode.

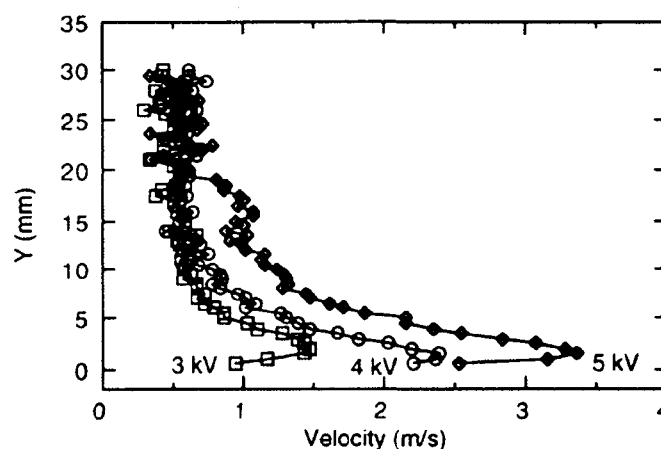


FIG. I.15 – Vitesse de l'écoulement induit par une O AUGAP le long d'une surface dans la direction perpendiculaire aux électrodes. La fréquence est de 3 kHz. Les mesures sont réalisées dans de l'air au repos (Roth et al. (83)).

Les expériences de Corke et al. (20) de la figure I.16 présentent le recollement d'un écoulement par décharge DBD sur l'extrados d'un profil NACA 0015 pour des angles d'attaques élevés (21° à 23°). À partir d'une certaine valeur, ici 25° , l'influence de la décharge n'est pas suffisante pour recoller complètement l'écoulement qui reste perturbé à proximité de l'extrados.

En 2006, Cappelli et al. (23) ont réalisé des mesures de vitesse par PIV derrière un "bluff body" et à la surface duquel ont été disposées des électrodes en configuration DBD surfacique (figure I.17 a)). L'écoulement extérieur est de 7,5 m/s ($Re \approx 38000$). La figure présente le champ de vitesse moyenné sur 100 images instantanées de PIV. Les couleurs illustrent la vitesse selon l'axe y. Le cas b) correspond au cas sans décharge et c) à une

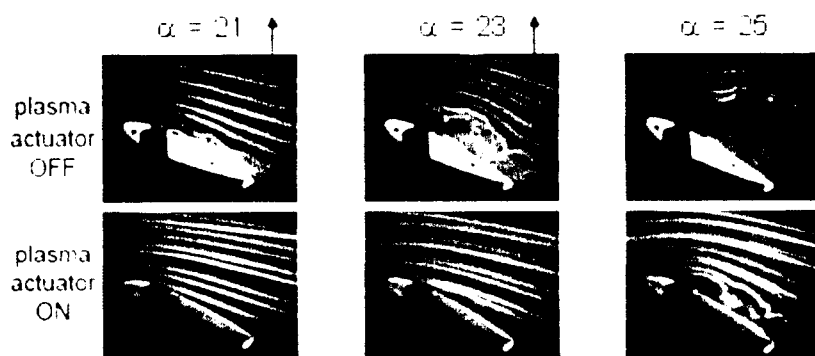


FIG. I.16 – Recollement des écoulements sur un profil d'aile par application d'une décharge plasma, observé grâce à des filets de fumée (Corke et al. (20)). Le profil utilisé est un NACA 0015 de 12,7 cm de corde et 25,4 cm d'envergure, placé dans un écoulement d'air à 21 m/s.

DBD de tension de 12 kV pic-à-pic à 25 kHz AC. Sans décharge, l'écoulement décolle du cylindre. La DBD permet d'éviter ce décollement.

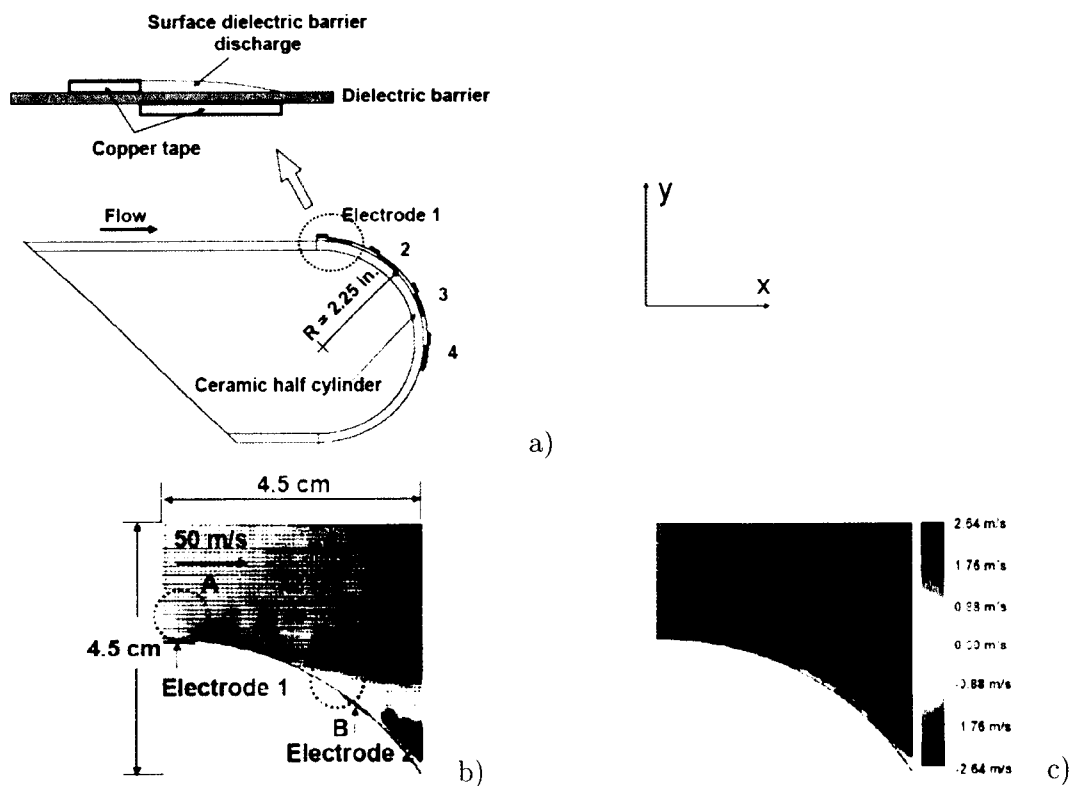


FIG. I.17 – Exemple de recollement d'écoulement derrière un "bluff body" (Cappelli et al. (23)).

Starikovskii et al. (85) montrent qu'il est possible d'agir sur l'écoulement avec une décharge

à barrière diélectrique jusqu'à des vitesses de 110 m/s, à la fois pour la configuration où les électrodes sont perpendiculaires à l'écoulement que pour celle où elles lui sont parallèles. Il semblerait donc dans le cas de cette expérience que ce soit le passage au régime turbulent sous l'action la décharge qui agisse sur la couche limite et non pas l'accélération de l'écoulement.

I.4 Expression de la force électrohydrodynamique

Le vent ionique est le résultat d'une force électrohydrodynamique s'appliquant sur le fluide. Il s'agit d'une force volumique transmise par collisions des particules chargées sur les particules neutres. À la pression atmosphérique, la densité des gaz est suffisante pour qu'il y ait un très grand nombre de collisions. Cette force est égale à la perte de quantité de mouvement par les particules chargées par unité de volume et de temps. On peut supposer qu'après un certain nombre de collisions toute la quantité de mouvement des particules chargées, acquise sous l'effet du champ électrique a été transmise aux neutres. Cette force est le produit de la fréquence des collisions, de la quantité de mouvement des particules chargées et de leur densité :

$$f_+ = n_+ \nu_+ m_+ u_+ \quad f_- = n_- \nu_- m_- u_- \quad f_e = n_e \nu_e m_e u_e \quad (I.2)$$

Ici l'indice "+" correspond aux ions positifs, "-" aux ions négatifs et "e" aux électrons. f_k est la force volumique locale appliquée au fluide par les particules k qui peuvent être des ions positifs ou négatifs ou des électrons. n_k est le nombre local de particules par unité de volume, ν_k la fréquence moyenne locale des collisions, m_k la masse de la particule k et u_k la vitesse de dérive locale. La mobilité d'une particule chargée k est définie par (voir par exemple le livre de Raizer (79)) :

$$\mu_k = \frac{e}{\nu_k m_k} \quad (I.3)$$

Par définition, la densité de courant j_k pour l'espèce k s'exprime par le produit suivant :

$$j_k = en_k u_k \quad (I.4)$$

Les forces volumiques s'écrivent donc :

$$f_+ = \frac{j_+}{\mu_+} \quad f_- = \frac{j_-}{\mu_-} \quad f_e = \frac{j_e}{\mu_e} \quad (I.5)$$

La vitesse des particules chargées est donnée par le modèle de dérive-diffusion. Une justification de celui-ci est présentée dans le manuscrit de thèse de J.C. Matéo-Vélez (57). La vitesse des particules est la somme de la vitesse du fluide porteur, de la vitesse de dérive dans le champ électrique et de la vitesse de diffusion. Dans un écoulement de quelque m/s,

la vitesse du fluide peut être négligée. Lorsque le champ électrique est élevé, on peut négliger la diffusion par rapport à la dérive des particules dans le champ électrique. On peut donc écrire en première approximation :

$$u_k = \mu_k E \quad \text{et donc} \quad j_k = en_k \mu_k E \quad (\text{I.6})$$

et donc

$$f = f_+ + f_- + f_e = e(n_+ - n_- - n_e)E \quad (\text{I.7})$$

La force électrohydrodynamique f ne peut être non nulle que dans les zones **non neutres**.

I.5 Les modèles de vent ionique proposés jusqu'à ce jour

En 1959, Stuezer (99) a proposé les premiers modèles analytiques de la pression et de la force électrostatiques pour différentes configurations géométriques simples (plan-plan, fil-cylindre, pointe-sphère). Dans ces configurations géométriques il est possible d'exprimer analytiquement 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. En 1961, Robinson (81) propose un modèle analytique de vent ionique créé par une décharge couronne qui prédit la vitesse. Il part pour cela de l'équilibre de forces :

$$\nabla p = nE \quad (\text{I.8})$$

où p est la pression, n la densité de charges. La densité de courant j s'exprime en première approximation par :

$$j = n\mu_i E \quad \text{d'où} \quad \nabla p = \frac{j}{\mu_i} \quad (\text{I.9})$$

où μ_i est la mobilité des ions (supposée constante et égale pour tous les ions). En se plaçant dans les cas particuliers de deux plaques parallèles, de deux portions de sphères ou de cylindres concentriques, le gradient de la pression peut s'écrire en négligeant les effets de bord :

$$|\nabla p| = \frac{dp}{dr} \quad \text{d'où} \quad p = \int_{r_1}^{r_2} \frac{j}{\mu_i} dr \quad (\text{I.10})$$

r étant la distance à l'électrode stressée, r_1 et r_2 étant les coordonnées de l'électrode stressée et de l'électrode collectrice, respectivement. Dans l'expression intégrale, la pression est la pression au niveau de l'électrode collectrice. On peut donc écrire que :

$$p = \frac{KI}{\mu_i} \quad (\text{I.11})$$

où K est une fonction de la géométrie et I le courant de la décharge. D'autre part, le fluide se déplace à une vitesse pour laquelle la pression aérodynamique compense cette pression électrostatique. On peut donc écrire :

$$p = \frac{K' \rho u^2}{2} \quad \text{autrement écrit} \quad u = \sqrt{\frac{2p}{K' \rho}} \quad (\text{I.12})$$

où K' est un coefficient de perte dépendant de la géométrie, ρ la masse volumique de l'air et u la vitesse de l'air. On obtient que la vitesse varie comme la racine carrée du courant I et de l'inverse de la mobilité des ions μ_i :

$$u = \sqrt{\frac{2KI}{K' \rho \mu_i}} \quad (\text{I.13})$$

Béquin et al. (12) et Lacoste et al. (41) utilisent la même démarche mais prennent en compte la géométrie de la décharge afin d'obtenir également la dépendance par rapport à la distance à la pointe ou au fil stressés. Pour cela Béquin et al. (12) se basent sur une formule empirique de la répartition du courant dans le cas pointe-plan et obtiennent que la vitesse varie comme la racine carrée de la distance x de la pointe (voir équation I.14). Lacoste et al. (41) utilisent le modèle cylindrique de décharge de Stuezer (99) et obtiennent une dépendance en racine carrée du logarithme népérien. La dépendance de la vitesse vis à vis du courant et de la mobilité est la même que celle obtenue par Robinson (81) :

$$u \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i}(x - x_o)} \quad \text{ref. (12)} \quad u \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i} \log\left(\frac{x}{x_o}\right)} \quad \text{ref. (41)} \quad (\text{I.14})$$

où x_o est la limite de la zone d'ionisation.

En 1995, El-Khabiry et Colver (25) réalisent des simulations de l'effet de la force créant le vent ionique dans la configuration de deux fils infinis parallèles incrustés sur une plaque et perpendiculaires à l'écoulement. Le couplage entre l'équation de Poisson et la conservation des charges fournit les profils de champ électrique et de la densité de charge nécessaire pour le calcul de la force de Coulomb, produit de ces deux termes. La cinétique chimique de l'ionisation de l'air n'est pas modélisée. Par conséquent, la mobilité des ions est prise égale pour tous et on ne peut pas connaître les ions prépondérants dans le transfert de quantité de mouvement vers le fluide.

Dans le cadre du vent ionique, Sigmond et Goldman (94) ont utilisé FLUENT au début des années 90 pour simuler les vortex à proximité de la pointe dans une configuration pointe-plan, en se basant sur les calculs d'ionisation d'une décharge couronne de Sigmond (92) et une approximation pour le calcul des courants ioniques : Le courant négatif pris nul à proximité de la pointe (jusqu'à moins de 1 mm), puis croît linéaire jusqu'à 9 mm de la plaque pour enfin être constant. Le courant positif part de 0 au même point d'apparition du courant négatif et croît en direction de la pointe. Loiseau et al. (49) ont aussi utilisé

FLUENT au début des années 2000 pour calculer les écoulements ionisés instationnaires en se basant sur les résultats de travaux de Grangé et al. (31) portant sur la propagation monodimensionnelle du front d'ionisation d'une décharge couronne pour estimer le champ électrique et les densités de charges.

Récemment des modélisations 2D instationnaires ont été menées par Boeuf et al. (10; 11) pour la DBD et par Matéo-Vélez (59; 57; 58; 82) pour la décharge couronne. Boeuf et al. (10; 11) considèrent un modèle de cinétique chimique à un ion positif dans le cas d'une décharge DBD dans l'azote. Ils modélisent la continuité des espèces chargées (électrons et ions) et l'équation de Poisson. Leur simulation présente le caractère instationnaire de la décharge DBD par la propagation successive de filaments de densité de charges. La force volumique s'appliquant aux neutres est calculée. Elle présente des pics d'intensité correspondant à ces filaments, tout comme le courant. Leur courte durée compense leur intensité si bien que leur contribution est petite face à celle de la décharge de fond, semblable à la décharge couronne. Matéo-Vélez (59; 57; 58) propose un modèle 2D de la décharge couronne dans l'air à la surface du diélectrique et couplé à l'écoulement. Ce modèle correspond au cas expérimental de Moreau et al. (63; 64). La cinétique chimique comporte 6 espèces. La décharge calculée comporte des pics de courant comme l'expérience, certainement liés à l'interaction avec le diélectrique. La description de l'actionneur plasma est bonne : la zone d'action du plasma se rapporte bien à celles des expériences. Elle s'étend au delà de 1 cm au dessus de la surface et le fluide est aspiré des parties supérieures vers la paroi puis dirigée de l'anode vers la cathode. La vitesse est toutefois sous-estimée d'un facteur 2 par rapport aux résultats expérimentaux de Séraudie et al. (97).

I.6 Comparaison des deux types de décharges

I.6.1 Ordres de grandeur

L'objectif de ce paragraphe est de comparer l'ordre de grandeur des vitesses de vent ionique obtenus par décharge couronne et par DBD.

Commençons par la décharge couronne en nous basant sur la configuration de Moreau et al (63; 64), composée de 2 fils de longueur 30 cm, espacés de 4 cm et placés sur un diélectrique. La quasi-totalité de la zone inter-électrodes correspond à la zone unipolaire, constituée essentiellement de charges positives pour la décharge positive. Les expériences de Moreau et al. (63; 64) montrent que le courant maximal avant claquage dans cette configuration est de 2,5 mA/m. Supposant que les charges positives sont uniformément réparties au dessus de la surface sur une hauteur H de 1 cm, on déduit la densité de courant $j_+ = 0,25 \text{ A/m}^2$. La mobilité des ions positifs dans l'air est égale à environ $2 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{V/s}$ (voir section III.4.8). La zone unipolaire étant essentiellement composée de particules positives, on déduit des

équations I.5 la force volumique

$$f_{corona} \approx \frac{j_+}{\mu_+} = 10^3 \text{ Nm}^{-3}. \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas de la décharge à barrière diélectrique, la décharge est filamentaire. La chute de potentiel qui se produit au niveau de la tête d'ionisation crée un très fort champ électrique. Ce champ ionise l'air d'une part, et entraîne les ions d'autre part. La force s'applique a priori essentiellement dans une zone de dimensions caractéristiques de l'ordre de la dizaine de microns. Le champ électrique peut y être estimé par le rapport entre la chute de potentiel (très proche de la différence de potentiel entre les électrodes) et la dimension de la tête d'ionisation. En utilisant l'équation de Poisson appliquée au champ électrique à une dimension (on suppose que les variations du champ électrique selon les directions autres que celle de la propagation du streamer sont négligeables) et en utilisant l'équation (I.7), on obtient :

$$f = en_+ E \approx \varepsilon_o E \frac{dE}{dx} \approx \varepsilon_o \frac{E^2}{2s} \approx \varepsilon_o \frac{V^2}{2s^3}. \quad (\text{I.16})$$

Si on prend par exemple $V = 3 \text{ kV}$ et $s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, la force est estimée à

$$f \approx \varepsilon_o \frac{V^2}{2s^3} \approx 3.10^8 \text{ Nm}^{-3}. \quad (\text{I.17})$$

Cette force est certes plusieurs ordres de grandeur supérieure au cas de la décharge couronne, mais elle n'agit que le temps du passage de l'onde d'ionisation. La vitesse de propagation de celle-ci est de l'ordre de 10^7 cm/s ce qui donne en un point donné et gardant $s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, un temps d'application de

$$\delta t = \frac{s}{v} \approx \frac{50 \mu\text{m}}{10^7 \text{ cm/s}} = 0,5 \text{ ns}. \quad (\text{I.18})$$

Prenons une fréquence d'application de la tension de $\nu_{DBD} = 10 \text{ kHz}$, on obtient la force volumique moyenne :

$$f_{DBD} \approx \varepsilon_o \nu_{DBD} \frac{V^2}{2s^3} \delta t = 1,5.10^3 \text{ Nm}^{-3}. \quad (\text{I.19})$$

Les forces volumiques moyennes typiques produites par la décharge couronne et le passage des ondes d'ionisation de la DBD sont donc du même ordre de grandeur. Il est toutefois remarqué par Boeuf et al. (10) que dans le cas de la DBD les filaments se propagent sur une épaisseur inférieure au millimètre ($\approx 0,1 \text{ mm}$), alors que la décharge couronne est plus épaisse ($\approx 1 \text{ cm}$). La force intégrée sur le volume de la décharge défavorise la force liée au front d'ionisation face à la décharge couronne. Ceci explique pourquoi à la fin de ce même article, il est montré par les simulations que les impulsions de courant apportent une contribution négligeable au vent ionique. La force instantanée lors de ces impulsions est

certaines plus importante parallèlement à la surface, mais elle agit sur un temps trop faible pour avoir une contribution significative par rapport à la force de la composante continue, plus faible mais durable dans le temps. Cette composante continue de la décharge a un comportement proche de la décharge de type couronne. Il n'est donc pas encore clair que l'une des deux décharge soit plus intéressante que l'autre pour maximiser le vent ionique.

I.6.2 Estimation de la vitesse maximale

Considérons tout d'abord les configurations étudiées au paragraphe précédent. Supposons que les forces volumiques estimées précédemment soient uniformes sur tout le domaine de la décharge. Appliquons le principe fondamental de la dynamique à un volume élémentaire de fluide dans la direction de l'écoulement :

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho \frac{dx}{dt} \frac{du}{dx} \approx \rho u \frac{du}{dx} = f. \quad (\text{I.20})$$

où ρ est la masse volumique et u la vitesse de l'air. En intégrant cette équation sur la distance inter-électrodes dans le cas de la décharge couronne, on obtient :

$$u = \sqrt{\frac{2f_{corona}d_{corona}}{\rho}} \simeq 8 \text{ m/s}. \quad (\text{I.21})$$

En intégrant sur la largeur de la décharge dans le cas de la DBD, environ égale à la longueur de l'électrode cachée (prise ici égale à 2 cm), on obtient :

$$u = \sqrt{\frac{2f_{DBD}d_{DBD}}{\rho}} \simeq 7 \text{ m/s}. \quad (\text{I.22})$$

Ces vitesses correspondent à ce que l'on peut atteindre **pour les configurations proposées**. L'étude de la section précédente contient de nombreuses approximations et l'hypothèse qui suppose la force uniforme partout en est une de plus. Le résultat à retenir est donc que **les ordres de grandeurs des vitesses obtenues par la décharge couronne et par la DBD sont les mêmes**.

La vitesse est proportionnelle à la racine carrée du courant. Ce qui limite la montée en courant est le passage à l'étincelle. Comme nous le verrons dans la partie expérimentale pour la décharge couronne, le courant maximal atteint dépend de la géométrie. Les paramètres qui ont une forte influence sont l'état de surface des électrodes, leur diamètres et la distance inter-électrodes. Dans le cas de la DBD, Likhanskii et al. (47) ont montré que l'inconvénient de la tension sinusoïdale communément employée est la présence, au cours du cycle de tension, d'une force intense à contre-courant. Celle-ci est due aux ions (négatifs sur le demi-cycle de tension positive et positifs sur le demi-cycle de tension négative) qui migrent vers l'électrode découverte et donc à contre-courant. Si l'on remplace cette tension sinusoïdale par des impulsions répétitives nanosecondes haute tension négatives, biaisées

par une tension positive, on évite cette composante à contre-courant. Dans des travaux ultérieurs, Likhanskii et al. (46) montrent qu'en utilisant des impulsions positives, on gagne encore en efficacité. Les auteurs prétendent que l'on puisse espérer augmenter de 3 ordres de grandeur la force, Avec la dépendance en racine carré par rapport à la force, ces résultats entraîneraient une multiplication par 30 de la vitesse c'est à dire des vitesses de l'ordre de 100 m/s. Ceci semble cependant énorme et laisse donc douter de la justesse des calculs.

Toutefois, à l'heure actuelle, il n'y a pas de limitation théorique à l'augmentation de la vitesse du vent ionique.

I.6.3 Notre positionnement vis à vis du contexte des recherches actuelles

La bibliographie récente montre que de nombreux chercheurs travaillent sur le vent ionique produit par DBD (11; 10; 20; 23; 47; 46; 63; 83; 85). En revanche la configuration couronne est beaucoup moins étudiée. Les ordres de grandeurs de vitesses atteintes sont cependant très proches. Des questions restent encore à résoudre. Les ions prépondérants dans le transfert de quantité de mouvement ne sont pas identifiés. Le rôle du diélectrique dans le développement de la décharge est mal connu. Il en est de même du rôle de l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique à la cathode. Le choix de la décharge couronne a ainsi été fait. La plupart des configurations étudiées dans la littérature comportent une interaction forte avec l'environnement de la décharge, notamment par la présence d'un diélectrique. Pour simplifier le dispositif et éviter cette interaction, tout en restant dans une configuration directement applicable sur un profil, nous avons choisi la configuration fil-fil. Elle permet de plus un comportement de la décharge à 2 dimensions. Notre approche rejoint les conclusions des travaux de thèse de J.C. Matéo-Vélez (57; 58) sur l'intérêt d'une étude de la décharge couronne en configuration fil-fil sans diélectrique afin de connaître son influence. D'autres questions restent aussi à résoudre, notamment quelle est l'influence des paramètres physiques et des paramètres géométriques sur le vent ionique? Comment agit la force de Coulomb et comment l'augmenter? Y a-t-il une limite théorique?

Peu de comparaisons entre des mesures expérimentales et des simulations ont été réalisées jusqu'à présent. C'est pourquoi nous proposons une étude à la fois expérimentale et numérique. La partie expérimentale est une étude paramétrique de la décharge couronne en configuration fil-fil sans présence de surface et dans une atmosphère au repos. En complément de cette étude expérimentale, nous proposons un modèle à 2 dimensions de la décharge couronne plasma et du vent ionique calculés par le logiciel FLUENT. Toutes les simplifications apportées permettent de proposer un modèle dans lequel il y a peu d'interactions à prendre en compte entre la décharge et son environnement. Celui-ci est validé par l'expérience.

Chapitre II

Dispositif Expérimental et Techniques de Mesure

Table des matières

II.1	Objectif	26
II.2	Dispositif expérimental	26
II.3	Diagnostics utilisés	28
II.3.1	Mesure de vitesse par Vélocimétrie Doppler Laser	28
II.3.1.1	But des mesures et choix de la méthode	28
II.3.1.2	Principe de la Vélocimétrie Doppler Laser	29
II.3.1.3	Dispositif expérimental et matériel utilisé	32
II.3.1.4	Validation des mesures par comparaison avec une autre méthode	32
II.3.2	Mesures du courant électrique et de la tension aux bornes de l'alimentation	33
II.3.3	Mesures de vitesse par fil chaud	34
II.3.3.1	But de ces mesures et choix de cette méthode	34
II.3.3.2	Principe de l'anémométrie par fil chaud	35
II.3.3.3	Montage expérimental	37
II.4	Caractérisation du dispositif expérimental	38
II.4.1	Caractérisation électrique des décharges couronnes positive et négative	38
II.4.1.1	Dispositif expérimental et matériel utilisé	38
II.4.1.2	Cas de la décharge couronne négative	38
II.4.1.3	Cas de la décharge couronne positive	41
II.4.2	Répétabilité des expériences de mesure de courant tension	43
II.5	Conclusion	44

II.1 Objectif

L'objectif de la partie expérimentale de ce travail est de réaliser une étude paramétrique d'une décharge couronne en configuration fil-fil en vue de comprendre l'influence de chaque paramètre et d'optimiser la configuration pour maximiser le vent ionique. Nous avons choisi une configuration fil-fil bidimensionnelle afin de pouvoir comparer ensuite les résultats expérimentaux à des simulations numériques.

II.2 Dispositif expérimental

Le dispositif développé au cours de la thèse permet d'étudier l'influence sur le vent ionique des paramètres suivants :

- distance inter-électrodes
- géométrie des électrodes (fil ou plaque) et dimensions
- matériau des électrodes
- tension appliquée
- polarité de la tension
- gaz d'étude

Toutes les expériences ont été réalisées à la pression atmosphérique et température ambiante. L'humidité est également un paramètre important mais notre dispositif ne permet pas de la contrôler. Cependant nous avons mesuré ses variations et nous avons vérifié qu'elle n'influence pas de façon significative les résultats sur la plage 1,0 à 1,5%.

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure II.1. La distance inter-électrodes est ajustable de 2 à 40 mm grâce à des translations micro-métriques *Microcontrôle* sur lesquelles sont fixées les supports des fils.

Les supports des fils ont été conçus de manière à pouvoir maintenir des électrodes cylindriques de diamètres différents et mesurant 20 cm de longueur. Nous avons vérifié par des mesures de vitesse (figure II.2) que cette longueur était suffisante pour permettre un comportement 2D au milieu des fils et pour négliger les effets de bord aux extrémités. La vitesse reste la même jusqu'à une distance de 8,5 cm puis elle chute rapidement à 0. La vitesse dans

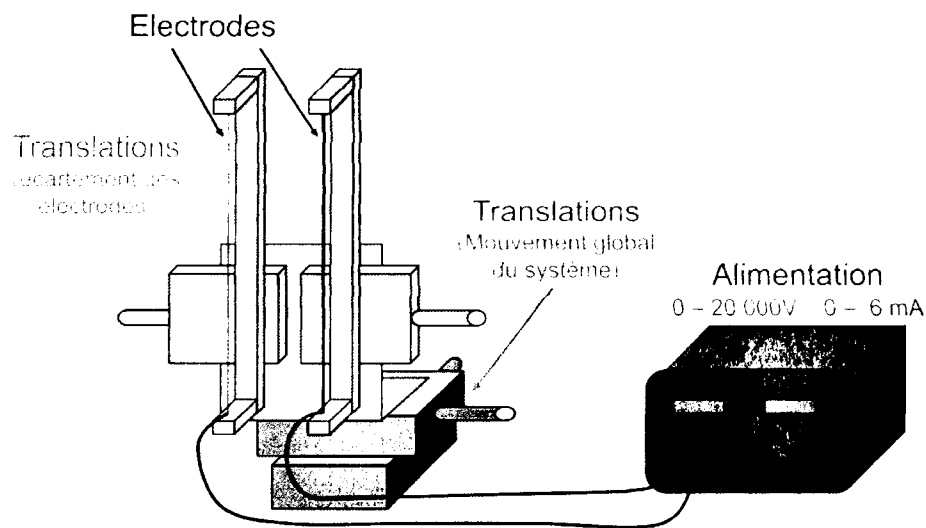


FIG. II.1 – Montage expérimental

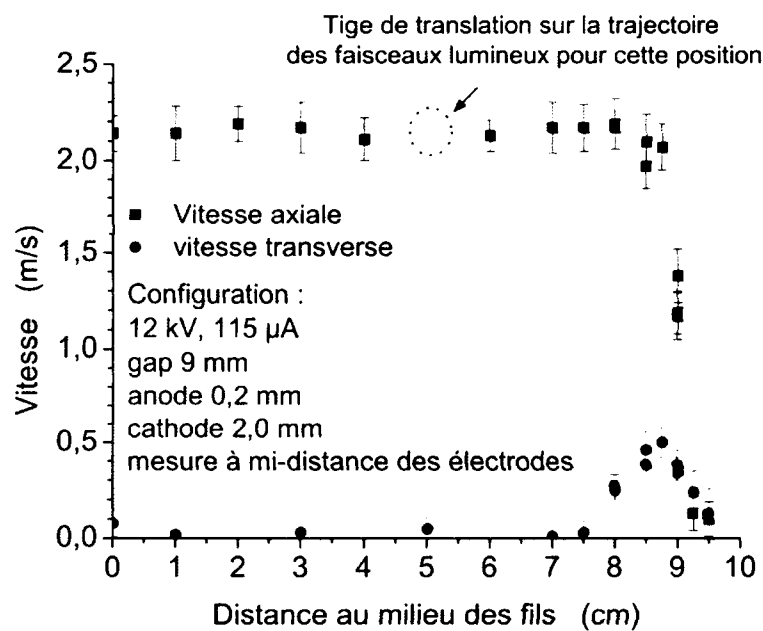


FIG. II.2 – Caractère 2D de la décharge.

le sens des électrodes est nulle jusqu'à 8 cm du milieu. Au delà l'interaction aérodynamique avec le support de l'électrode dévie l'écoulement. Les contraintes pour fabriquer les supports

TAB. II.1 – Matériau et diamètre des électrodes

Diamètre (mm)	0,05	0,125	0,20	0,25	0,35	0,40	1,0	2,0	3,25	6,3
Matériaux	Cu	Cu	Cu	Cu Acier Zn Al	Cu	Cu	Cu	Cu Acier Zn Al	Cu	Cu

étaient les suivantes : ils devaient être isolants et maintenir les électrodes à une distance suffisante des pièces métalliques, par exemple les translations micro-métriques maintenant ces supports, pour éviter de perturber la décharge. Nous les avons donc construit en plexiglas en forme de U, l'électrode étant fixée aux deux extrémités du U comme indiqué sur la figure II.1. Ces supports sont placés verticalement. En vue des mesures de vitesse par Vélocimétrie Doppler Laser, le tout est fixé sur deux translations horizontales et perpendiculaires entre elles, permettant un mouvement d'ensemble horizontal à deux dimensions.

Les électrodes sont soit des fils (pour des diamètres de 0,05, 0,125, 0,20, 0,25, 0,35 et 0,40 mm), soit des cylindres métalliques (pour des diamètres de 1,0, 2,0, 3,25 et 6,3 mm). L'étude des diamètres a été réalisée avec des électrodes de cuivre (fournisseur Goodfellow).

Les matériaux comparés sont le cuivre, l'acier, le zinc et l'aluminium. L'étude de l'influence des matériaux a été validée pour des paires d'électrodes de diamètre 0,25 et 2,0 mm.

Le vent ionique a été étudié dans différents gaz : l'air (pour la majorité des mesures), l'argon et l'hélium. Pour permettre cette configuration en atmosphère contrôlée, nous avons fabriqué une enceinte fermée.

La tension, le courant et la polarité sont réglables sur l'alimentation haute tension (FUG, modèle HCL 140-20000) qui délivre en continu jusqu'à 20 000 V et 6 mA. Sauf mention contraire, dans toute cette étude, l'électrode reliée à la haute tension de l'alimentation est celle de plus petit diamètre, l'autre étant reliée à la masse afin de n'avoir qu'une seule électrode active.

II.3 Diagnostics utilisés

II.3.1 Mesure de vitesse par Vélocimétrie Doppler Laser

II.3.1.1 But des mesures et choix de la méthode

Afin de déterminer l'influence des différents paramètres sur le vent ionique, deux méthodes de mesure de vitesse ont été utilisées. La méthode du fil chaud décrite au paragraphe II.3.3,

a été utilisée pour les mesures en aval du système d'électrodes. Les mesures de vitesse dans l'espace inter-électrodes ont été obtenues par Vélocimétrie Doppler Laser.

II.3.1.2 Principe de la Vélocimétrie Doppler Laser

La Vélocimétrie Doppler Laser (voir Réf. (2)) est une technique non-intrusive et directionnelle très utilisée dans les cas où les mesures utilisant des senseurs physiques sont difficiles voire impossibles.

Le dispositif est constitué de quatre parties : une source laser continue, un système optique transmettant le faisceau jusqu'à la zone de mesure, un collecteur-interpréteur et un analyseur de signal électrique. Le dispositif d'ensemble est schématisé sur la figure II.3

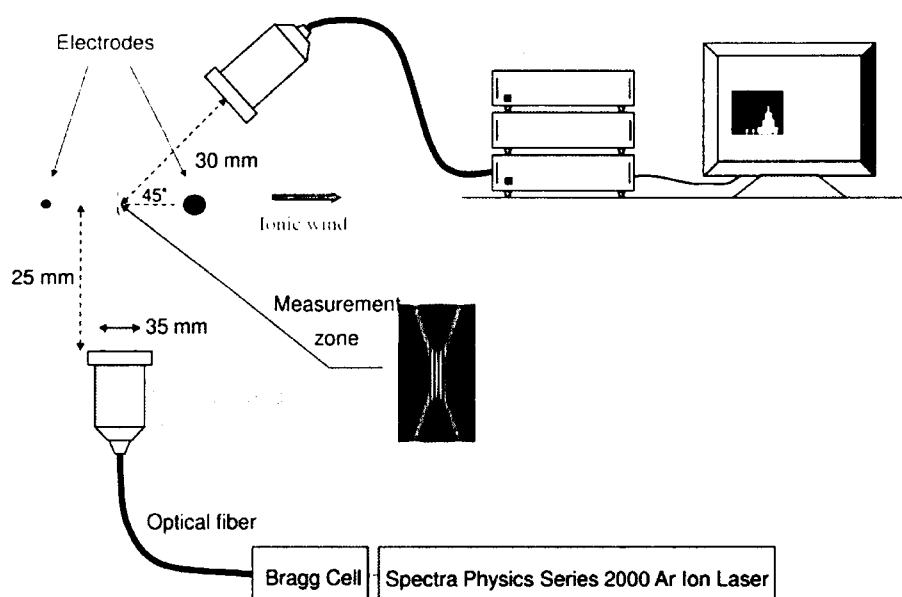


FIG. II.3 – Montage de Vélocimétrie Doppler Laser

Le laser continu envoie son faisceau sur un diviseur de faisceau. Généralement on utilise une cellule de Bragg. Il s'agit d'un cube en quartz ou en verre au contact d'un cristal piezoélectrique. Les vibrations du cristal créent des vibrations acoustiques qui modifient l'indice de réfraction du milieu et le rendent équivalent à un réseau optique. En sortie de cette cellule, on obtient deux faisceaux de même intensité mais de fréquences légèrement différentes. Cet écart f_{shift} est dû à l'effet Doppler induit par le déplacement des ondes acoustiques (figure II.4, Réf. (4)).

Ces deux faisceaux sont transmis par deux fibres optiques jusqu'à la tête d'émission. Celle-ci contient une lentille convergente qui focalise les deux faisceaux parallèles au point de

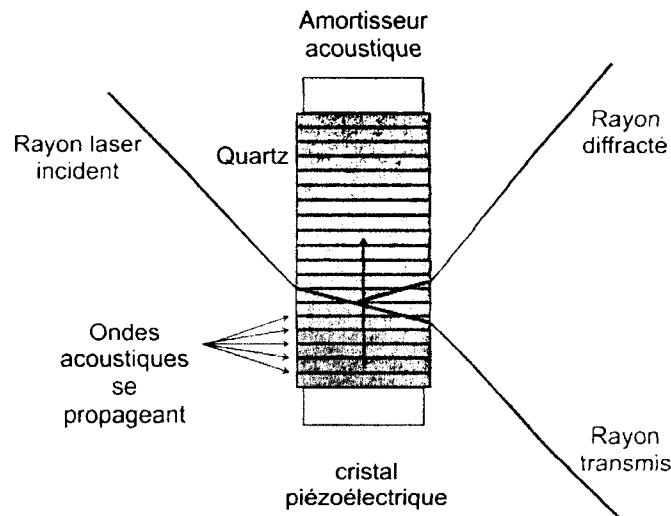


FIG. II.4 – Schéma de principe d'une cellule de Bragg.

mesure, placé au point focal de la lentille.

La longueur de cette zone de croisement des deux faisceaux (figure II.5) est en général de quelques millimètres. L'intensité de la lumière y est modulée à cause de la différence de fréquence entre les deux faisceaux.

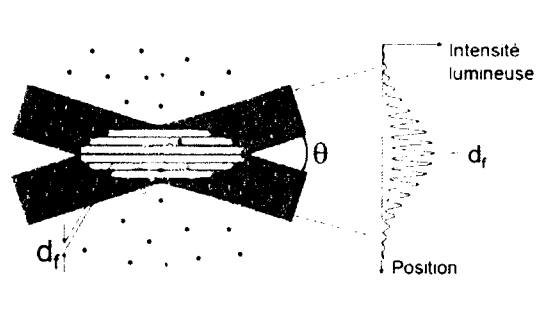


FIG. II.5 – Système de franges d'interférence produit par le croisement des faisceaux lasers.

On obtient des franges d'interférences parallèles, espacées d'une distance d_f dépendant de la longueur d'onde λ du laser et de l'angle θ entre les deux faisceaux, selon la relation

$$d_f = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad (\text{II.1})$$

Chaque particule traversant une frange d'interférence diffuse la lumière proportionnellement à l'intensité locale de la lumière (diffusion de Mi).

Cette lumière est détectée par la tête de collection qui contient une lentille convergente, un filtre passe bande et un photo-détecteur. Elle est placée de sorte que le point objet du

photo-détecteur par la lentille soit situé au centre de la zone de mesure. Le filtre, placé devant le photo-détecteur, a pour rôle de ne laisser passer que la fréquence du laser ; on élimine ainsi le bruit de la lumière ambiante et des autres longueurs d'ondes (quand on utilise plusieurs couleurs pour obtenir plusieurs composantes de la vitesse).

Le photo-détecteur convertit les fluctuations de lumière en signaux électriques : les bouffées Doppler. Celles-ci sont filtrées et analysées par un algorithme de Transformée de Fourier Rapide. On obtient une sinusoïde (due à la successions des franges lumineuses) contenue dans une enveloppe gaussienne (due au profil de l'intensité lumineuse du faisceau laser). La distance d_f entre les franges d'interférence fournit la distance parcourue par la particule diffusant la lumière. La fréquence Doppler f_D fournit le temps nécessaire à la particule pour parcourir d_f . La vitesse est donc obtenue par $u = d_f f_D$.

Le décalage en fréquence induit par la cellule de Bragg entraîne une dérive permanente des franges d'interférence. Une particule immobile dans la zone d'interférence produit un signal électrique en sortie de photo-détecteur à la fréquence de la cellule de Bragg. Lorsque la particule est en mouvement, la fréquence augmente ou diminue suivant le sens du mouvement. La figure II.6 illustre la variation de fréquence et la correspondance avec la vitesse.

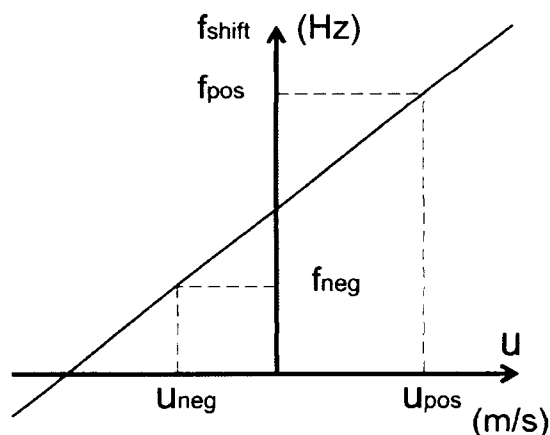


FIG. II.6 – Obtention de la vitesse à partir de la variation de fréquence.

Les particules utilisées pour ensemençer le fluide doivent être suffisamment petites pour suivre parfaitement l'écoulement mais suffisamment grosses pour diffuser la lumière et obtenir un bon rapport signal sur bruit en sortie de photo-détecteur. La taille typique des particules d'ensemencement est comprise entre 1 et 10 μm (moyenne mesurée dans notre cas 2,6 μm). Elles peuvent être solides ou liquides.

Cette technique est utilisée depuis une trentaine d'années pour faire des mesures de vitesse de fluide dans les gaz ou dans les liquides. Ses avantages sont les suivants :

- elle est non-intrusive
- elle ne nécessite pas de calibration
- elle permet une grande résolution spatiale (mm) et temporelle (Mhz)
- elle permet des mesures dans des écoulements s'inversant.

II.3.1.3 Dispositif expérimental et matériel utilisé

Le schéma du montage de mesure est présenté sur la figure II.3. L'analyseur est réglé de façon à prendre en compte l'angle de 45° entre de la tête de collection et la direction de l'écoulement. Le laser est un Argon-Ion de marque *Spectra Physics*, modèle *series 2000*. L'analyseur est de modèle *RSA 1000-L2/P2 Aerometrics*. La distance interfranges est de $3,226 \mu\text{m}$. Les particules utilisées pour l'ensemencement sont des gouttelettes d'huile produites par un diffuseur de parfum en amont de la première électrode. Elles mesurent environ $3 \mu\text{m}$. Comme mentionné dans la description du dispositif expérimental, celui-ci est fixé sur deux translations horizontales perpendiculaires afin de pouvoir réaliser les mesures dans le plan horizontal.

II.3.1.4 Validation des mesures par comparaison avec une autre méthode

Dans notre cas les particules quiensemencent le dispositif traversent la zone unipolaire de la décharge. Elles se chargent et se trouvent donc soumises à l'effet du champ électrique. Afin de vérifier que ce dernier ne modifie pas la vitesse de ces particules nouvellement chargées, nous avons comparé cette technique avec la méthode de mesure de vitesse par fil chaud (voir section II.3.3). Les comparaisons ont été réalisées sur une configuration fil-plaque de la figure II.7.

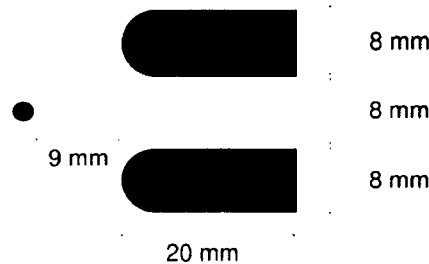


FIG. II.7 – Dispositif fil-plaques.

Les mesures ont été réalisées derrière les plaques puisqu'il n'est pas possible de positionner le fil chaud entre les électrodes (interactions avec la décharge). Les mesures transverses ont

été réalisées à 15 mm des plaques (figure II.8 a)). Les mesures à différentes distances des plaques sont réalisées sur l'axe du dispositif (figure II.8 b)).

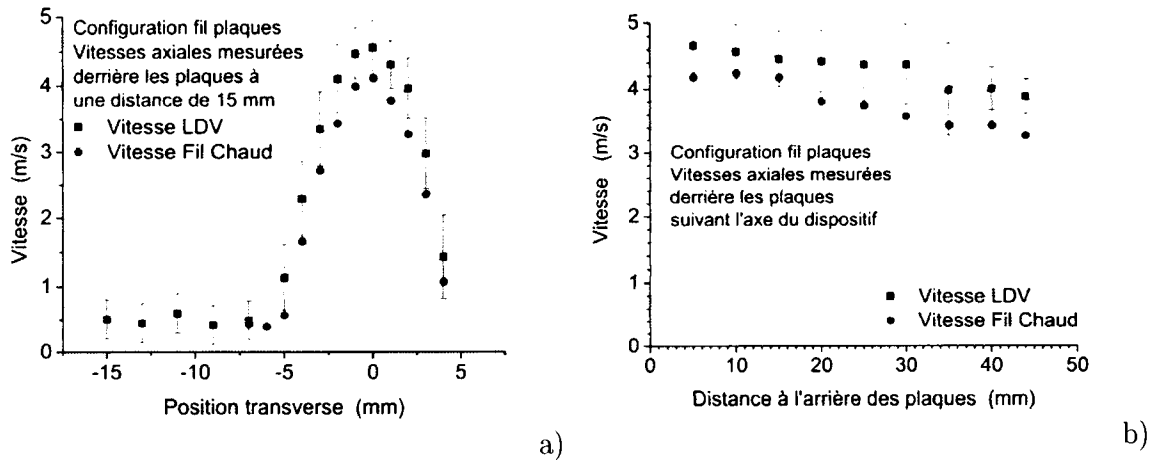


FIG. II.8 – Comparaison entre les méthodes de mesure de vitesse par LDV et par fil chaud.

Il y a un écart de l'ordre de 12% entre les mesures par LDV et par fil chaud sur la figure II.8b), avec des variations de 4%. Les vitesses obtenues par la LDV sont toujours supérieures à celles obtenues par le fil chaud. Une explication possible peut être la suivante : La méthode par LDV a tendance à privilégier les vitesses élevées lorsque l'on a un gradient de vitesse dans la zone de mesure perpendiculaire au sens de l'écoulement. En effet, la densité de particulesensemencées est en première approximation uniforme. Plus l'écoulement est rapide, plus le nombre de particules passant dans la zone de mesure par unité de temps est grand. Donc s'il y a un gradient dans vitesse dans la zone de mesure, il passera plus de particules du côté rapide que de l'autre donc la moyenne sera supérieure à la moyenne réelle. Dans la direction transverse de l'écoulement créé par le vent ionique de notre dispositif il existe un fort gradient donc la vitesse mesurée par LDV est vraisemblablement surestimée d'environ 10%.

II.3.2 Mesures du courant électrique et de la tension aux bornes de l'alimentation

La tension aux bornes de l'électrode stressée, (c'est à dire connectée à la haute-tension) a été mesurée à l'aide d'une sonde haute tension Lecroy PPE 20kV (fréquence d'acquisition 100 MHz) reliée à un oscilloscope LeCroy Wave Surfer 434.

Le courant a été mesuré à partir de la tension aux bornes d'une résistance placée en série de la décharge plasma, comme illustré sur la figure II.9. Ici une sonde basse tension Elditest, modèle GE 4512 est reliée à l'oscilloscope.

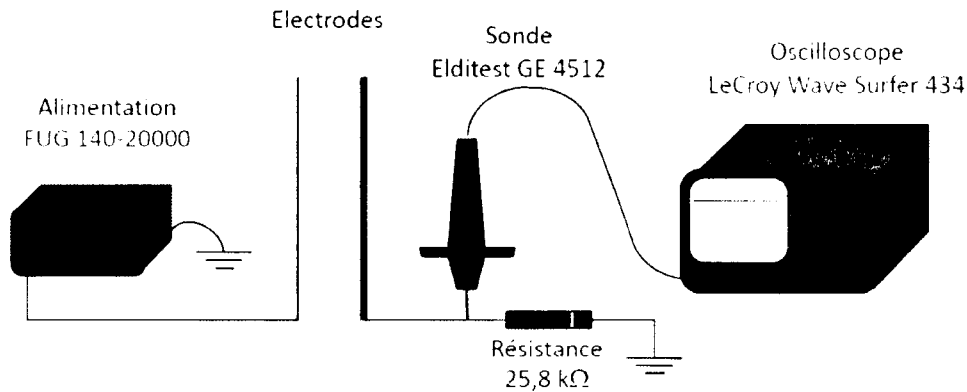


FIG. II.9 – Mesures de courant.

La résistance est placée entre l'électrode initialement reliée à la masse et la masse elle-même. La valeur de 25,8 k Ω a été choisie de façon à obtenir une bonne précision sur le courant tout en évitant de perturber la décharge. Avec au maximum un courant de 250 μ A pour cette expérience, la tension entre les bornes de la résistance est au maximum de 7 V, valeur négligeable par rapport à la tension appliquée entre les électrodes (plusieurs milliers de volts). Un exemple de caractéristique courant-tension, pour le cas d'une décharge positive, est présentée sur la figure II.10. On note que les valeurs affichées par l'alimentation FUG sont en excellent accord avec les mesures. Pour la suite de l'étude, nous nous sommes basés sur les indications affichées par l'alimentation.

Comme nous le verrons plus loin, le courant est dans certains cas instationnaire. Il a alors été mesuré par la méthode présentée ici en adaptant la valeur de la résistance pour garder une tension de quelques volts à ses bornes.

II.3.3 Mesures de vitesse par fil chaud

II.3.3.1 But de ces mesures et choix de cette méthode

Nous avons choisi de mettre en place un dispositif de mesure de vitesse par fil chaud pour deux raisons : Tout d'abord il nous fallait valider les mesures de vitesses par vélocimétrie laser Doppler ; nous avons donc choisi de les comparer avec des mesures réalisées par fil chaud. De plus dans le cadre des mesures de vitesse sous atmosphère contrôlée, la méthode de LDV présentée au paragraphe II.3.1 était trop lourde à mettre en place car nous souhaitions des mesures de vitesses uniquement en un point en aval des électrodes. Les mesures par fil chaud étaient donc tout indiquées.

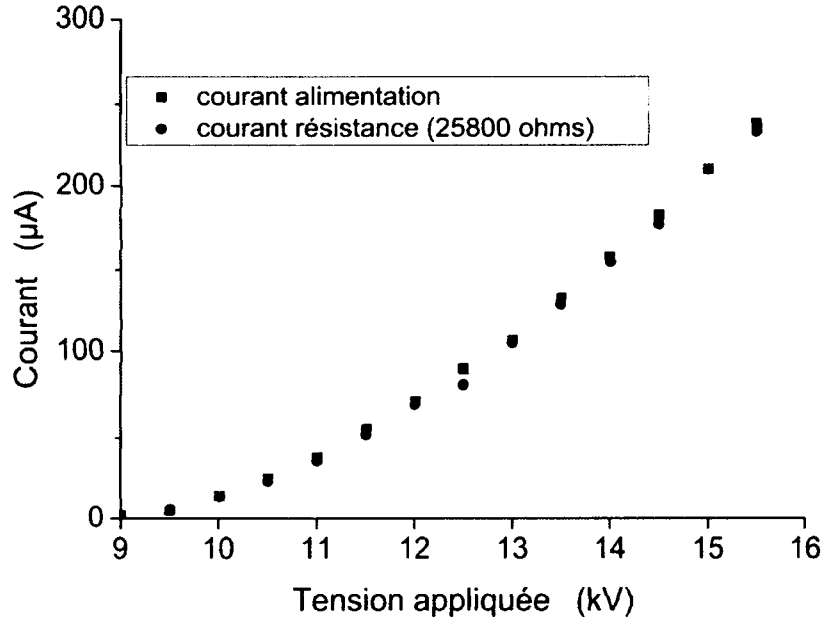


FIG. II.10 – Exemple de caractéristique courant-tension.

II.3.3.2 Principe de l'anémométrie par fil chaud

Le principe de l'anémométrie par fil chaud (voir Réf. (3)) est basé sur le refroidissement, par convection par le fluide dont on souhaite connaître la vitesse, d'un fil chauffé. La loi proposée par King (1914) qui régit le transfert de chaleur entre la surface du fil et le fluide est

$$Q = (T_f - T_o)A_f h = A + Bu^n \quad n \approx 0,5 \quad (\text{II.2})$$

où Q est la puissance échangée avec le fluide, T_f la température du fil, T_o la température du fluide, A_f la surface du fil, h le coefficient d'échange thermique par convection et u la vitesse du fluide. Comme cette loi dépend des conditions d'utilisation, notamment de la température ambiante, la mesure nécessite une calibration du fil chaud afin d'obtenir la valeur de A et B . Les comportements thermodynamiques de chaque gaz étant différents, la valeur du coefficient h dépend du gaz. Il a été nécessaire de recalibrer le fil chaud en changeant de gaz.

Le fil correspond à la résistance R_w du pont de Wheatstone de la figure ?? . R_w varie avec la température et le fil est chauffé par le courant le traversant. En appliquant la loi des noeuds et la loi des mailles au pont de Wheatstone on obtient :

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{R_3}{R_L + R_w} \quad U_w = \frac{R_w U}{R_w + R_L + R_1} \quad (\text{II.3})$$

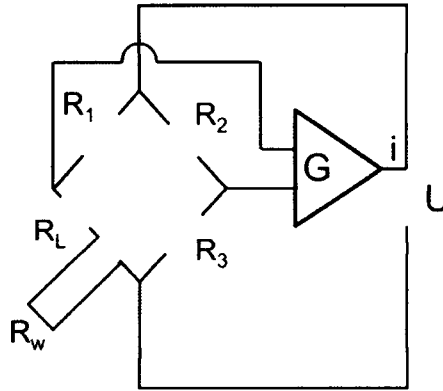


FIG. II.11 – Pont de Wheatstone du boîtier relié au fil chaud.

Par construction, le pont de Wheatstone impose donc une relation entre les valeurs des résistances. Si on impose les valeurs de R_1 , R_2 , R_3 et R_L , celle de R_w est fixée. Le courant sortant de l'amplificateur s'ajustant au circuit et la résistance du fil variant avec la température, le système va imposer un courant électrique qui va chauffer le fil de sorte qu'à l'équilibre, la résistance du fil satisfasse la relation II.3. Toute modification entraîne un réajustement de la valeur du courant pour ramener la valeur de la résistance du fil à la valeur de la relation II.3. Le temps de réponse correspond à celui de l'électronique utilisée et est de l'ordre de $10 \mu s$. Dans le cas d'un fil de 5 mm soumis à un écoulement de 30 m/s, la fréquence est de 100 kHz. Le pont de Wheatstone impose aussi une relation de proportionnalité entre la tension U_w aux bornes du fil et U .

À température constante, la puissance dissipée par effet Joule dans R_w est égale à la puissance échangée avec le fluide :

$$Q = U_w^2 / R_w \quad (\text{II.4})$$

À partir des équations II.2 et II.3 on obtient la relation qui lie U , tension mesurée en sortie pont de Wheatstone et u , la vitesse recherchée.

$$U^2 = A' + B'u^n \quad (\text{II.5})$$

La calibration de la sonde permet de trouver A' et B' en supposant la valeur empirique de $n \approx 0,5$.

Le fil est sensible à la l'intensité de la vitesse mais aussi à sa direction puisque le coefficient h dépend de l'efficacité du transfert de chaleur. En revanche, il n'est pas possible de déterminer le sens de l'écoulement. Avec des fils orthogonaux on peut obtenir toutes les composantes de la vitesse.

Les sondes sont généralement constituées d'un fil en tungstène de 1 mm de long et 5 μm de diamètre (figure II.12).

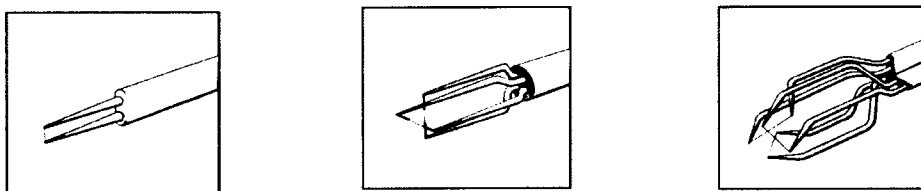


FIG. II.12 – *Sondes à fils chauds. Les trois images représentent respectivement l'extrémité d'une sonde mesurant la vitesse selon 1, 2 et 3 directions.*

II.3.3.3 Montage expérimental

Le montage expérimental est présenté à la figure IV.1.8. Nous nous sommes intéressés à deux configurations. Nous expliquerons dans la partie expérimentale, section IV.3.1, ce qui nous a amené à réaliser quelques mesures dans la configuration ayant deux plaques pour cathode.

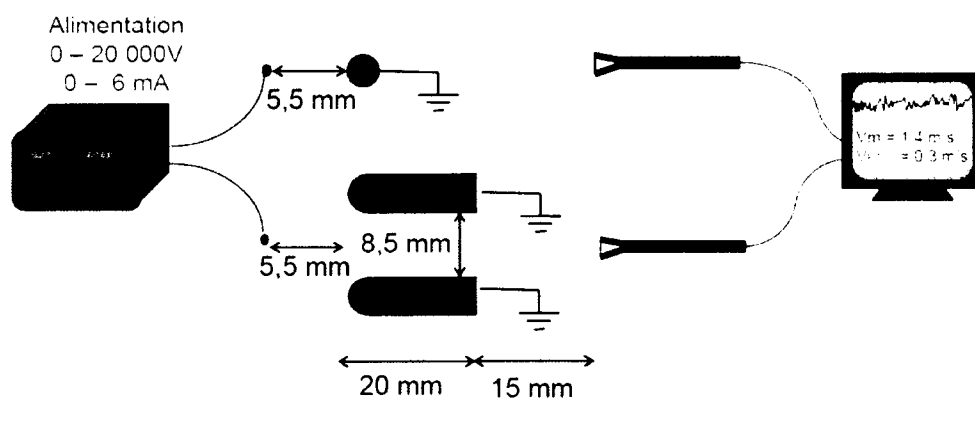


FIG. II.13 – *Montage expérimental de mesure de vitesse par fil chaud.*
Celui du haut correspond au cas d'une cathode cylindrique
Celui du bas correspond d'une cathode composée de deux plaques.

Dans ce travail de thèse, nous ne nous sommes intéressés qu'à la composante axiale de la vitesse. Nous n'utilisons donc ici une sonde qu'à une composante. Elle est placée 15 mm après les électrodes. Nous connaissons le sens de l'écoulement et seule la valeur moyenne de la vitesse nous intéresse.

II.4 Caractérisation du dispositif expérimental

II.4.1 Caractérisation électrique des décharges couronnes positive et négative

II.4.1.1 Dispositif expérimental et matériel utilisé

L'objectif de cette partie est de déterminer le comportement électrique de la décharge couronne dans la configuration fil-fil, en fonction de la polarité de l'électrode stressée. On s'intéresse en particulier au caractère continu ou impulsionnel du courant. Le dispositif utilisé est composé d'un fil de cuivre étamé de diamètre 0,2 mm relié à la haute tension et d'une tige cylindrique de cuivre de diamètre 6,3 mm reliée à la masse, séparées de 5 mm d'un bord à l'autre. D'autres configurations ont été utilisées pour étudier la dépendance en fréquence des impulsions observées sur la géométrie : soit une cathode cylindrique en cuivre de 2 mm de diamètre soit deux plaques de laiton espacées de 8 mm. Le dispositif correspond à la figure II.9, présenté au paragraphe II.3.2 à la différence que la résistance est ici 610 Ω ou 22 k Ω .

II.4.1.2 Cas de la décharge couronne négative

Entre -500 et -7000 V, on observe des groupes d'impulsions de courant (figure II.14). Aucune composante continue n'apparaît ni sur l'afficheur de l'alimentation ni à l'oscilloscope. Les pics de courant ont une fréquence et une amplitude très régulières et sont alternativement positifs et négatifs. Leur fréquence est d'environ 100 kHz avec une amplitude négative alternant entre -80 et -210 μA et une amplitude positive alternant entre 160 et 180 μA , sur toute la gamme de tension de -500 à -7000 V.

A partir de -7000 V et jusqu'au passage à l'étincelle, le régime de décharge est complètement différent. Dès l'apparition du courant, un grésillement aigu se fait entendre. Le courant présente un régime composé de pics de courant, tous négatifs cette fois-ci, d'une durée de 300 ns et d'amplitude entre 2 et 4 mA. La figure II.15 correspond à une tension appliquée de -7500 V et à un courant de -60 μA .

La figure II.16 présente la fréquence des impulsions de courant en fonction du courant. Les trois premiers cas correspondent à une configuration utilisant une cathode filaire en cuivre de 2 mm de diamètre et une distance inter-électrodes variable de 8, 10 ou 15 mm. Les trois cas suivant utilisent pour cathode deux plaques de laiton séparées (transversalement) de 8 mm pour les mêmes distances inter-électrodes. Toutes ces mesures ont été réalisées avec une résistance de 22 k Ω . Le dernier cas ne diffère du second que par la valeur de la résistance utilisée (610 k Ω) afin de démontrer que celle-ci n'a pas d'influence. On rappelle

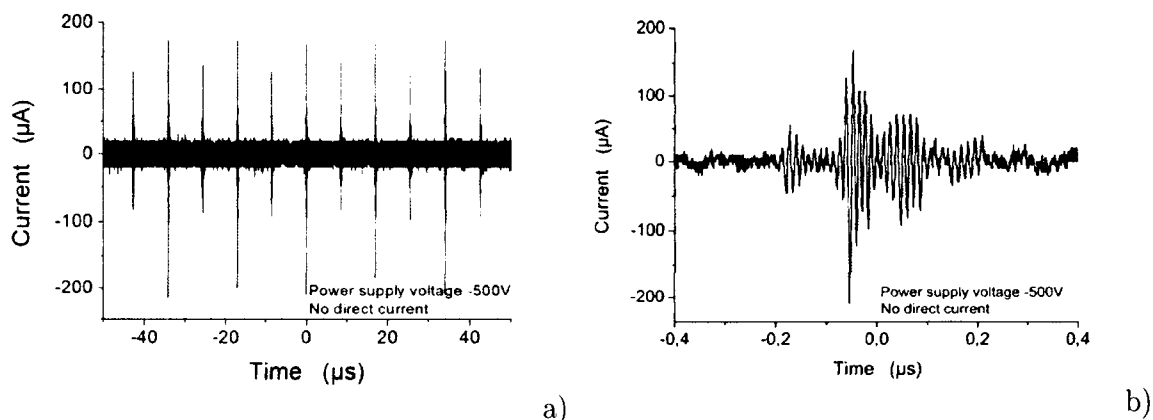


FIG. II.14 – Mesure du courant au travers d'une résistance de 610Ω placée entre la cathode et la masse.

a) Impulsions de courant caractéristiques de l'alimentation obtenues dès -500 V de fréquence et amplitude indépendantes de la tension appliquée.

b) Zoom sur une impulsion.

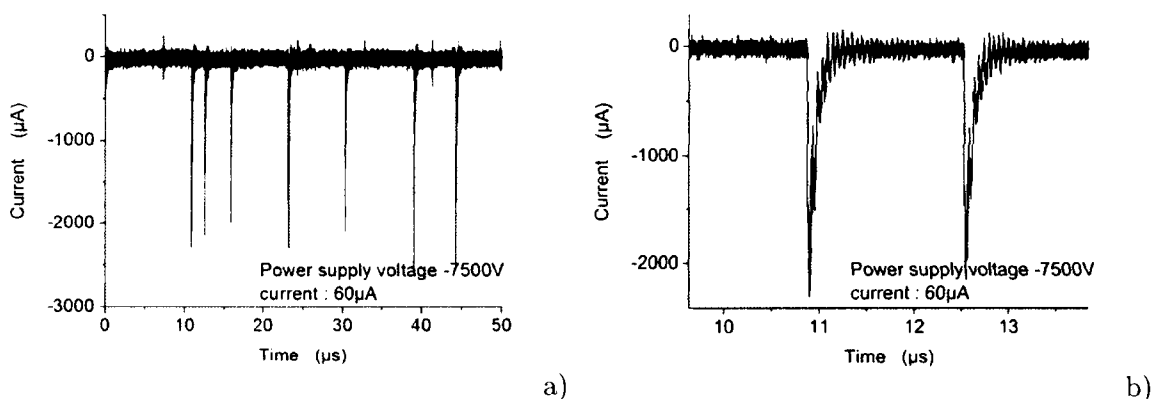


FIG. II.15 – Mesures du courant ($R = 610 \Omega$). Impulsions de courant d'une amplitude d'environ, obtenue à -7500 V et $60 \mu A$.

que les électrodes mesurent 20 cm de long. Tous les points, tous cas confondus, s'alignent sur une même droite de pente $2,28 \text{ kHz}/\mu A$ et passant par l'origine. Ce graphe montre qu'à la fois la distance inter-électrodes et la forme de la cathode n'ont pas d'influence sur la fréquence des impulsions de courant. L'article original de G. W. Trichel (103) observe les deux propriétés présentées ici : la fréquence des impulsions de courant est proportionnelle au courant moyen et est indépendante de la distance inter-électrodes. Les amplitudes observées correspondent également aux mesures de Torsethaugen et Sigmond (102) et aux calculs de Reess et Paillol (80) qui obtiennent 4 mA. Les formes sont également similaires comme le montre la figure II.17.

Les pics de courant observés au delà de -7000 V sont donc des pics de Trichel. Le fait que

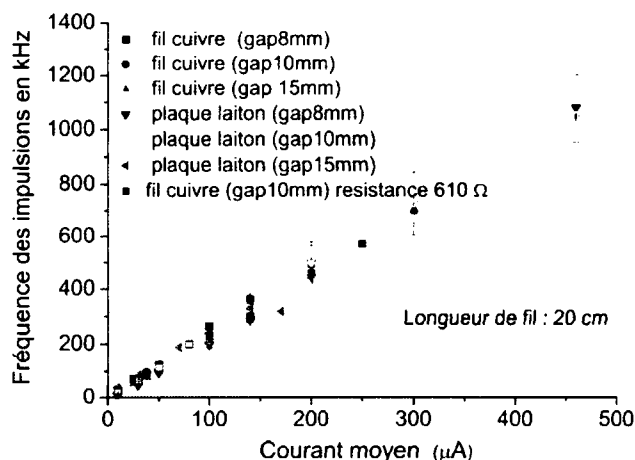
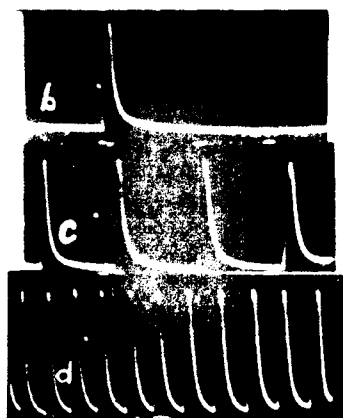
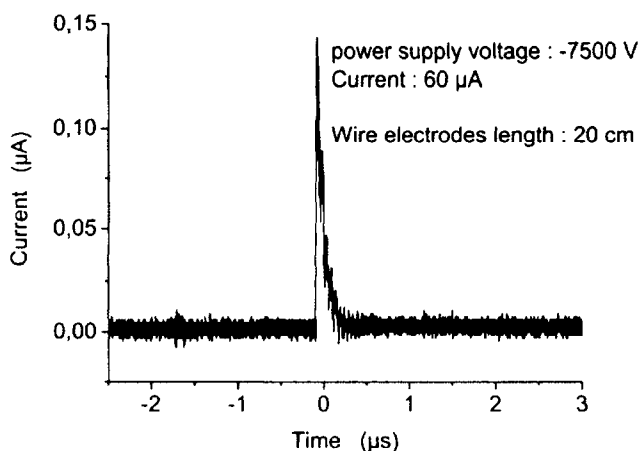


FIG. II.16 – Fréquence des impulsions de courant en fonction du courant moyen. Mesures réalisées avec une cathode constituée soit d'un fil de cuivre de 2 mm de diamètre, soit deux plaques de laiton espacées de 8 mm dans la direction transverse (le gap indiqué sur la légende correspond à la distance selon l'axe des plaques à l'anode). Le distance inter-électrodes est indiquée dans la légende.



a)



b)

FIG. II.17 – Comparaison des impulsions de courant mesurées avec celles obtenues par Trichel (1938).

a) Résultats de l'expérience de Trichel en configuration **pointe-plan** séparés de 3 cm pour des courants respectifs de 0,1, 0,7 et 2 μA .

b) Impulsion de courant obtenue à -7500 V et -60 μA pour des électrodes cylindriques de 20 cm de longueur.

les impulsions ne soient pas aussi régulières que dans le cas expérimental de Trichel (103) est probablement dû aux différences de géométrie : nous utilisons un fil et non une pointe, par conséquent dans notre cas, les impulsions peuvent partir d'une position quelconque sur le fil de manière indépendante et aléatoire. De plus, dans le cas d'un fil, toute la surface du fil contribue aux décharge alors que dans la pointe, seule l'extrémité : ceci explique les différences d'ordre de grandeur du courant.

Les impulsions observées entre -500 et -6500 V sont de nature différente. En effet le grossissement de la figure II.14 sur une impulsion montre qu'il ne s'agit pas d'un pic de courant comme à la figure II.15. Il s'agit plutôt d'osillations du courant autour d'une valeur moyenne qui reviennent périodiquement. Celles-ci doivent être liées à l'électronique interne de l'alimentation.

II.4.1.3 Cas de la décharge couronne positive

Entre 500 et 7000 V, on observe les mêmes impulsions de courant que pour la décharge négative (figure II.18). Leur fréquence est à nouveau d'environ 100 kHz, leur amplitude est d'environ $\pm 150 \mu\text{A}$ et la composante continue est nulle sur l'afficheur de l'alimentation et à l'oscilloscope.

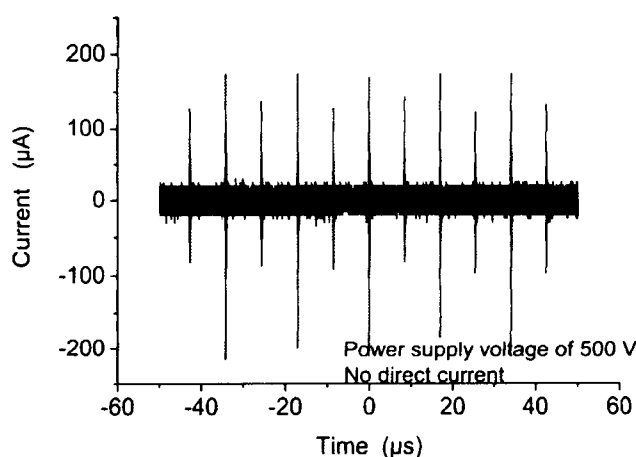


FIG. II.18 – Mesures du courant au travers d'une résistance de 610Ω placée entre la cathode et la masse. Impulsions de courant caractéristiques de l'alimentation obtenues dès +500 V de fréquence et amplitude indépendantes de la tension appliquée.

Au-delà du seuil de début de décharge (après 7000 V), on observe toujours ces mêmes impulsions de courant, avec la même fréquence et la même amplitude, comme le montre la figure II.19 pour 8000, 8850 et 9230 V. Cependant une composante continue du courant apparaît, respectivement de 100, 200 et $260 \mu\text{A}$. Pour le cas 9230 V et $260 \mu\text{A}$, on observe

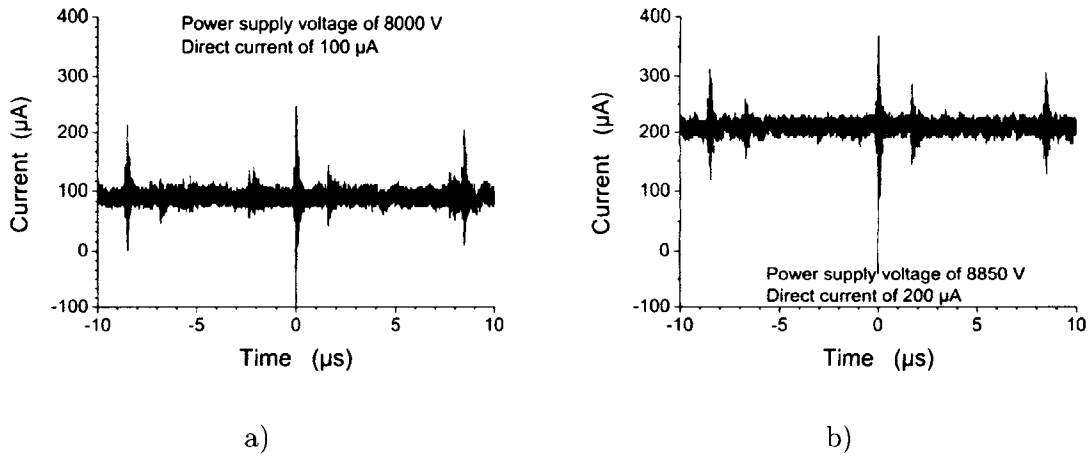


FIG. II.19 – Mesures du courant au travers d'une résistance de 610Ω placée entre la cathode et la masse. Tension appliquée et courant :

a) 8000 V et 100 μA .

b) 8850 V et 200 μA .

également (figure II.20) des pics de courant d'une durée de 150 μs , de 250 μA à une fréquence de l'ordre du Hertz. On remarque que ces pics durent 1000 fois plus longtemps que ceux observés dans le cas négatif. Ils ont une décroissance semblable à une décharge de circuit RC. Entre 260 et 400 μA , limite maximum à laquelle nous sommes montés pour éviter tout

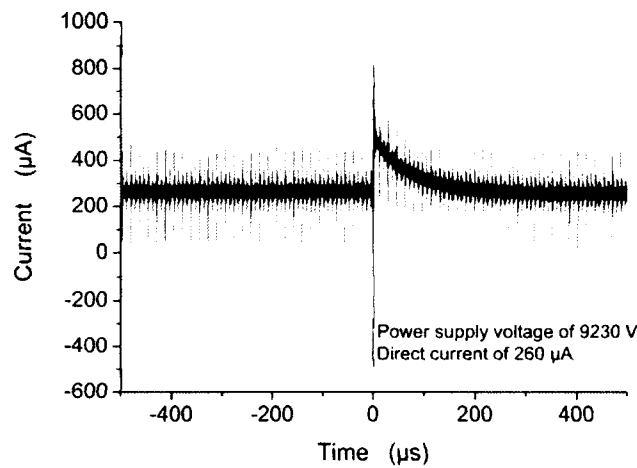


FIG. II.20 – Mesures du courant au travers d'une résistance de 610Ω placée entre la cathode et la masse. Impulsions de courant très basse fréquence en décharge positive, à 9230 V et 260 μA .

risque de claquage qui risquerait d'endommager la sonde, les observations sont les mêmes : impulsions à 100 kHz de $\pm 150 \mu A$ et pics de courant à une fréquence inférieure au hertz.

Nous attribuons l'origine de ces pics à de petites décharges liées à des effets de pointes aux extrémités des électrodes.

En conclusion, nous observons des impulsions de Trichel dans le cas de la décharge négative et nous n'en observons pas dans le cas de la décharge positive. Avant l'apparition de la décharge lors de la montée en tension, nous observons des impulsions que nous attribuons à l'électronique interne de l'alimentation. Ce résultat n'est pas similaire à ce qui est observé par Moreau et al. En effet, ils observent différents régimes électriques sur leur montage expérimental en décharge positive, notamment un régime dit *STREAMER CORONA* (63) pour lequel des impulsions de courant sont observées. Notons cependant que leur configuration est différente parce que les électrodes sont placées à la surface d'un diélectrique et que la cathode est à -10 kV.

II.4.2 Répétabilité des expériences de mesure de courant tension

Il est important de vérifier la répétabilité des courbes observées, notamment d'un jour à l'autre, pour détecter l'influence potentielle des paramètres externes (oxydation des fils, humidité ambiante,...).

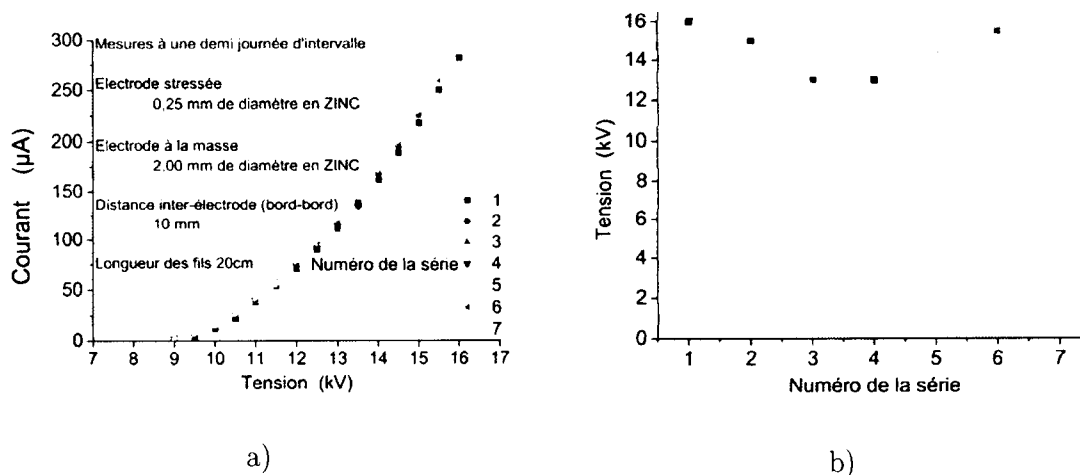


FIG. II.21 – Répétabilité des mesures de caractéristique courant-tension (a) et de tension de claquage (b) pour les conditions décrites sur la figure.

TAB. II.2 – Tableau récapitulatif des mobilités des ions

Numéro de la série	1	2	3	4	5	6	7
Température (°C)	24	24	23	24	23	23	23
Humidité relative (%)	44	43	46	39	40	46	45

La figure II.21, accompagnée du tableau donnant les conditions atmosphériques de chaque série, montre que les mesures de courant et de tension obtenues à une demi journée d'intervalles entre deux mesures consécutives, sont très proches (écarts $< 9\%$), tout au moins quant à leur forme. En revanche, le seuil de claquage présente des variations plus importantes. Il ne semble pas y avoir de relation directe entre la tension de claquage et l'humidité de l'air. Le passage à l'étincelle est un phénomène instable qui est par conséquent un peu aléatoire et qui peut se produire avec la simple présence d'une poussière qui crée un effet de pointe suffisant sur l'électrode. L'état de surface peut aussi jouer sur la dynamique de la décharge. Moreau (63) observe une grande importance de l'état de surface pour la caractérisation de ses régimes de décharge.

II.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté le dispositif expérimental mis en place au cours de ces travaux de thèse, les paramètres étudiés ainsi que les dispositifs de mesures utilisés pour les études expérimentales. Il présente également une comparaison des deux méthodes de mesure de vitesse utilisées, à savoir la LDV et l'anémométrie par fil chaud. Enfin, une caractérisation du dispositif a été réalisée, montrant la répétitivité des mesures, la régularité et l'homogénéité de la décharge positive le long de l'électrode, les pics de courant de la décharge négative et son inhomogénéité à la surface de la cathode.

Chapitre III

Simulations Numériques

Table des matières

III.1 Objectifs	47
III.2 Choix du logiciel FLUENT	47
III.3 Domaine de calcul et maillage	48
III.4 Le modèle	50
III.4.1 Équation de Poisson	50
III.4.2 Cinétique chimique	51
III.4.3 Équation de continuité des espèces chargées	52
III.4.3.1 Électrons	52
III.4.3.2 Ions positifs	53
III.4.3.3 Ions négatifs	54
III.4.4 Équation de continuité de la masse (fluide)	54
III.4.5 Équation de transport de quantité de mouvement	55
III.4.6 Conditions aux limites	56
III.4.7 Courant électrique	58
III.4.8 Paramètres physico-chimiques	59
III.4.8.1 Coefficient d'ionisation	59
III.4.8.2 Coefficient d'attachement	61
III.4.8.3 Taux de détachement	65
III.4.8.4 Taux de recombinaison	66
III.4.8.5 Mobilité des électrons	67
III.4.8.6 Mobilité des ions	70
III.4.8.7 Coefficient de diffusion électronique	72
III.4.8.8 Coefficient de diffusion ionique	75
III.4.8.9 Coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombar- dement ionique	75
III.4.8.10 Densités minimales de charges	76

III.4.8.11 Paramètres du fluide	76
III.5 Méthodes de calcul numérique	76
III.5.1 Méthode numérique	76
III.5.2 Discrétisation des équations scalaires	77
III.5.3 Discrétisation des équations de l'écoulement	77
III.5.4 Couplage pression-vitesse	78
III.5.5 Méthode multigrille	79
III.5.6 Discretisation spatiale	81
III.5.7 Calcul des gradients et des dérivées	81
III.5.8 Convergence des calculs	82
III.6 Validations	83
III.6.1 Raffinement du maillage et discrétisation spatiale	83
III.6.2 Validation de la partie électrostatique	85
III.7 Conclusions	89

III.1 Objectifs

Nous nous intéressons dans ce chapitre à la modélisation des décharges couronnes positives dans l'air. Les objectifs de cette étude numérique sont triples. Tout d'abord, nous souhaitons obtenir une comparaison avec les résultats expérimentaux afin d'expliquer quantitativement le phénomène de vent ionique et les profils de vitesse mesurés. Le second objectif est d'obtenir les profils de champ électrique et de densités de charges non accessibles par l'expérience. Le troisième objectif est de déterminer les paramètres géométriques et physico-chimiques qui influencent le vent ionique dans la configuration fil-fil.

III.2 Choix du logiciel FLUENT

Nous avons choisi d'utiliser un logiciel commercial pour réaliser la modélisation physique du vent ionique car nous souhaitons nous focaliser sur la physique du problème et la modélisation des phénomènes mis en jeu. Nous avons fait le choix du logiciel FLUENT pour les raisons décrites ci-après :

FLUENT résout non seulement les équations de la mécanique des fluides, mais aussi les équations de transport générales additionnelles de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(A_\phi \phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(B_{\phi,i} \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) = S_\phi \quad (\text{III.1})$$

Cette équation de transport générale sera utilisée dans la suite du travail pour modéliser les équations de continuité des espèces chargées ainsi que l'équation de Poisson. Afin d'adapter ces équations au problème spécifique étudié, il est possible d'inclure des modules (appelés User Defined Fonctions), qui redéfinissent certains paramètres établis par défaut. C'est le cas du coefficient du terme instationnaire (A_ϕ), de la vitesse de convection ($\vec{B}_\phi$), du coefficient de diffusion (Γ_ϕ) et du terme source (S_ϕ). Ces modules permettent également de définir les conditions aux limites.

Enfin, FLUENT est associé à un logiciel de création de maillage, GAMBIT, qui permet de créer des maillages structurés et non structurés pour des géométries complexes.

Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, il est ainsi possible d'établir toutes les équations de notre modèle ainsi que ses conditions aux limites dans FLUENT.

III.3 Domaine de calcul et maillage

Le domaine de calcul a été créé en se basant sur la configuration expérimentale de base, qui comprend deux électrodes cylindriques parallèles de diamètre 0,2 et 2,0 mm, espacées de 9 mm. Les deux électrodes sont considérées infiniment longues. Comme nous l'avons montré sur la figure II.2, les effets de bord sont négligeables à partir de 1,5 cm des extrémités des fils, dont la longueur est de 20 cm. On peut donc définir un domaine de calcul à deux dimensions, dans un plan perpendiculaire à l'axe des électrodes cylindriques, pour simuler l'expérience de vent ionique présentée au chapitre II. L'origine des coordonnées correspond au centre de la petite électrode. Le centre de l'autre électrode est placé sur l'axe horizontal Ox à une distance de 10 mm de l'origine. Le domaine est une surface rectangulaire de $10 \times 6 \text{ cm}^2$. Ce domaine est symétrique par rapport à l'axe reliant les deux électrodes (voir figure III.1). Nous pouvons donc nous limiter à un demi-domaine.

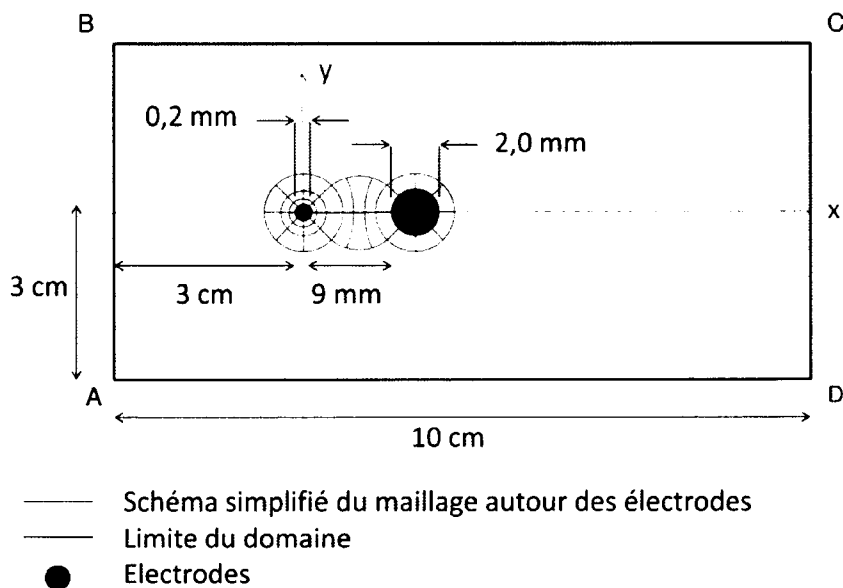


FIG. III.1 – *Domaine de calcul.*

À proximité des électrodes cylindriques, notamment de celle de faible diamètre, les grandeurs dépendent uniquement de la distance au centre de l'électrode. Afin de conserver localement cette symétrie, nous avons utilisé un maillage structuré (mailles quadrilatérales)

dans la zone proche des électrodes, comme le montrent les figures III.1 et III.2.

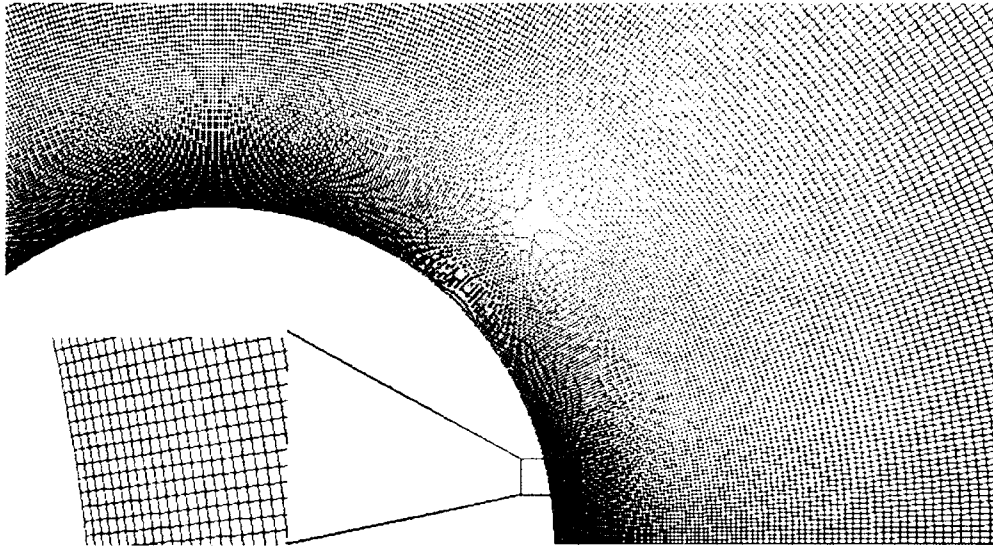


FIG. III.2 – Maillage structuré à proximité de l'électrode de plus faible diamètre.

Dans la direction radiale autour des électrodes, le taux de croissance des mailles a été choisi de sorte à ce que celles-ci soient le plus carrées possible. Afin d'alléger le nombre de mailles dans les zones où les variations des grandeurs calculées sont faibles, c'est-à-dire loin des électrodes (au delà de 4 mm), nous avons utilisé un maillage non structuré afin de permettre une croissance homogène des mailles jusqu'à la limite du domaine, comme le montre la figure III.3. Nous reviendrons dans la section III.6.1 sur les dimensions de mailles choisies.

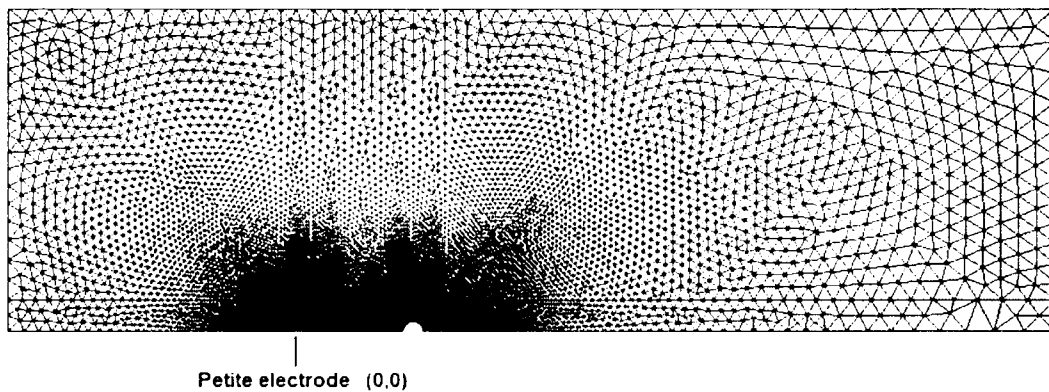


FIG. III.3 – Demi-maillage du domaine de calcul.

III.4 Le modèle

Nous nous proposons dans ces travaux de simuler la décharge couronne positive et le vent ionique associé dans le cas simple d'un modèle à trois espèces chargées :

- les électrons
- un type d'ions positifs modélisant l'ensemble des ions positifs du gaz
- un type d'ions négatifs modélisant l'ensemble des ions négatifs du gaz.

Compte tenu des résultats de la caractérisation électrique expérimentale du dispositif (voir section II.4.1), la décharge positive est stationnaire. Tous les calculs présentés ont donc été menés en stationnaire.

Nous utilisons le modèle de dérive-diffusion (une justification de celui-ci est présenté dans la thèse de J.C. Matéo-Vélez) pour obtenir le mouvement de chaque espèce chargée. On résout donc pour chaque espèce l'équation de continuité qui régit l'évolution spatiale de sa densité, exprimée en nombre de particules par unité de volume. Les densités sont notées n_e , n_+ et n_- . Comme présenté précédemment, ces équations sont incluses dans FLUENT par l'intermédiaire de l'équation de transport générale avec des coefficients appropriés. Ceux-ci sont fonction du champ électrique réduit (rapport du champ électrique à la densité du gaz). Simultanément, on résout l'équation de Poisson.

III.4.1 Équation de Poisson

L'équation de Poisson s'écrit

$$\Delta V = \frac{e(n_+ - n_- - n_e)}{\varepsilon_o} \quad (\text{III.2})$$

V étant le potentiel électrique, e la charge de l'électron et ε_o la permittivité du vide. L'équation de Poisson peut être modélisée sous FLUENT en utilisant l'équation de transport générale III.1 avec :

$$A_\phi = 0 \quad \vec{B}_\phi = \vec{0} \quad \Gamma_\phi = 1 \quad S_\phi = \frac{e(n_+ - n_- - n_e)}{\varepsilon_o} \quad (\text{III.3})$$

Le module du vecteur champ électrique $\vec{E}$ au point considéré est calculé de la façon suivante :

$$E = \sqrt{\vec{\nabla} V \cdot \vec{\nabla} V} = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2} \quad (\text{III.4})$$

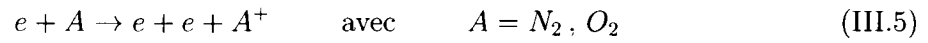
La validation du calcul du champ électrique par FLUENT est présentée à la section III.6.2.

III.4.2 Cinétique chimique

Avant de présenter les équations qui régissent les densités de charges, il est nécessaire d'établir les réactions chimiques à prendre en compte. Le mélange considéré est de l'air supposé sec, c'est-à-dire composé de N_2 à 80% et de O_2 à 20%. De façon formelle, les réactions considérées sont les suivantes :

L'ionisation par impact d'électrons

Nous considérons ici que la source principale d'espèces chargées positives est l'ionisation par impact d'électrons, la photoionisation étant négligée :



L'attachement électronique

Dans l'air, les électrons attachent essentiellement sur l'oxygène qui est un gaz électronégatif (l'affinité électronique de O_2 est de 0,45 eV, celle de O est de 1,5 eV). Les deux réactions principales sont l'attachement dissociatif à deux corps et l'attachement à trois corps :



Nous verrons à la section III.4.8.2 que, dans l'air ambiant, le mécanisme dominant est l'attachement à deux corps pour $E > 1$ MV/m et l'attachement à trois corps pour $E < 1$ MV/m.

La recombinaison des espèces chargées

Deux types de réactions de recombinaison sont à prendre en compte : la recombinaison électron-ion positif et la recombinaison ion positif-ion négatif. Les réactions de recombinaison ion positif-ion négatif sont du type :

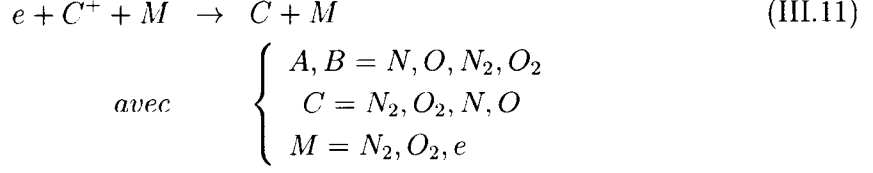


$$\text{avec} \quad \begin{cases} A = O_2, O, O_3 \\ B = N_2, O_2, N, O \\ BC = N_2, N_3, N_4, O_2, O_4 \end{cases}$$

La recombinaison électron-ion se fait soit par recombinaison dissociative :

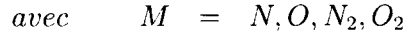


soit par recombinaison à trois corps :



Le détachement électronique

Le détachement rend compte de la libération d'un électron par un ion négatif. Les ions négatifs principaux étant O^- et O_2^- , les réactions de détachement à considérer sont les suivantes :



Les taux de réaction retenus seront présentés à la section III.4.8.

III.4.3 Équation de continuité des espèces chargées

III.4.3.1 Électrons

Les électrons sont créés lors des réactions d'ionisation et de détachement et consommés lors des réactions d'attachement et de recombinaison électron-ion. L'équation générale de continuité des électrons s'écrit donc :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = S_{ion} + S_{det} - S_{att} - S_{e+} \quad (\text{III.15})$$

$\vec{u}_e$ étant la vitesse dirigée¹ des électrons, S_{ion} , S_{det} , S_{att} et S_{e+} respectivement les termes sources d'ionisation, de détachement, d'attachement et de recombinaison électron-ion positif. Les valeurs des taux de réaction correspondants seront présentés dans la section III.4.8.

¹La vitesse dirigée $\vec{u}_i$ correspond à la valeur moyenne au point $\vec{r}$ et à l'instant t de la vitesse $\vec{v}_i$ des particules i considérées :

$$\vec{u}_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int_{\text{Espace des vitesses}} \vec{v}_i f(\vec{r}, \vec{v}_i, t) d^3 \vec{v}_i \quad (\text{III.16})$$

où $f(\vec{r}, \vec{v}_i, t)$ est la fonction de distribution de i . Si l'on note $\vec{V}_i$ la vitesse aléatoire liée à l'agitation thermique, on a $\vec{u}_i = \vec{v}_i - \vec{V}_i = \vec{v}_i$

La décharge positive étant stationnaire, on ne tient pas compte du terme instationnaire. Le mouvement des électrons est dû à leur dérive sous l'effet du champ électrique et à leur diffusion. La vitesse $\vec{u}_e$ est donnée par :

$$n_e \vec{u}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \vec{\nabla} n_e \quad (\text{III.17})$$

où μ_e et D_e sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons. L'équation stationnaire de continuité des électrons devient finalement :

$$\nabla \cdot (-\mu_e n_e \vec{E} - D_e \vec{\nabla} n_e) = S_{ion} + S_{det} - S_{att} - S_{e+} \quad (\text{III.18})$$

L'équation III.18 est introduite dans le modèle FLUENT en choisissant les coefficients de l'équation de transport généralisée (équation III.1) de la façon suivante :

$$A_\phi = 0 \quad \vec{B}_\phi = -\mu_e \vec{E} \quad \Gamma_\phi = D_e \quad S_\phi = S_{ion} + S_{det} - S_{att} - S_{e+} \quad (\text{III.19})$$

Les valeurs des paramètres physico-chimiques μ_e , D_e , S_{ion} , S_{det} , S_{att} et S_{e+} nécessaires à la fermeture de cette équation seront introduits dans la section III.4.8.

III.4.3.2 Ions positifs

Les ions positifs sont créés lors des réactions d'ionisation et sont consommés par les recombinaison électron-ion positif et ion positif-ion négatif. L'équation générale de continuité des ions positifs s'écrit donc :

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_+ \vec{u}_+) = S_{ion} - S_{+-} - S_{e+} \quad (\text{III.20})$$

$\vec{u}_+$ étant la vitesse dirigée des ions positifs et S_{+-} le terme de perte par recombinaison ion positif-ion négatif. La vitesse $\vec{u}_+$ s'écrit :

$$n_+ \vec{u}_+ = \mu_+ n_+ \vec{E} - D_+ \vec{\nabla} n_+ \quad (\text{III.21})$$

où μ_+ et D_+ sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des ions positifs.

Comme pour les électrons, le terme instationnaire n'intervient pas. L'équation de continuité des ions positifs devient donc :

$$\nabla \cdot (\mu_+ n_+ \vec{E} - D_+ \vec{\nabla} n_+) = S_{ion} - S_{+-} - S_{e-+} \quad (\text{III.22})$$

Cette équation est introduite dans FLUENT sous la forme d'une équation de transport générale avec cette fois :

$$A_\phi = 0 \quad \vec{B}_\phi = \mu_+ \vec{E} \quad \Gamma_\phi = D_+ \quad S_\phi = S_{ion} - S_{+-} - S_{e+} \quad (\text{III.23})$$

Les valeurs des paramètres physico-chimiques permettant de fermer le modèle seront discutées à la section III.4.8.

III.4.3.3 Ions négatifs

Les ions négatifs sont créés lors des réactions d'attachement et sont consommés par le détachement et lors de la recombinaison ion positif-ion négatif. L'équation générale de continuité des ions négatifs s'écrit donc :

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot (n_- \vec{u}_-) = S_{att} - S_{+-} - S_{det} \quad (\text{III.24})$$

$\vec{u}_-$ étant la vitesse dirigée des ions négatifs. L'équation de continuité des ions négatifs s'écrit :

$$\nabla \cdot (-\mu_- n_- \vec{E} - D_- \nabla n_-) = S_{att} - S_{+-} - S_{det} \quad (\text{III.25})$$

où μ_- et D_- sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des ions négatifs. Ces paramètres seront introduits dans la section III.4.8.

III.4.4 Équation de continuité de la masse (fluide)

Les équations de continuité exposées ci-dessus sont complétées par une équation de continuité pour chaque espèce neutre n :

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \vec{u}_n) = -S_{ion} - S_{att} + S_{+-} + S_{e+} + S_{det} \quad (\text{III.26})$$

On définit les grandeurs globales suivantes pour le fluide considéré dans son ensemble :

- Masse volumique totale :

$$\rho = \sum_s n_s m_s \quad (\text{III.27})$$

où n_s et m_s représentent la densité volumique et la masse de l'espèce s (électron, ion positif, ion négatif, neutre)

- Vitesse dirigée moyenne :

$$\vec{u} = \frac{1}{\rho} \sum_s n_s m_s \vec{u}_s \quad (\text{III.28})$$

où $\vec{u}_s$ représente la vitesse dirigée de l'espèce s .

En sommant les équations III.15, III.20, III.24 et III.26 pondérées par la masse m_s de l'espèce intervenant dans l'équation correspondante, on obtient l'équation de continuité globale du fluide, soit en régime stationnaire :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{III.29})$$

Les termes collisionnels s'annulent pour le fluide global car la masse totale est conservée.

III.4.5 Équation de transport de quantité de mouvement

De la même façon, une équation de transport de quantité de mouvement globale pour le fluide peut être écrite en régime stationnaire. Cette équation correspond à l'équation de Navier-Stokes classique de la mécanique des fluides avec un terme additionnel de force volumique qui modélise la force de Lorentz exercée par les particules chargées sur le fluide. L'expression de ce terme a été démontrée dans la section I.4. On ne tient pas compte ici de la force de gravité. En écoulement stationnaire, cette équation s'écrit :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\vec{\nabla} p + e(n_+ - n_- - n_e) \vec{E} + \nabla \cdot \bar{\tau} \quad (\text{III.30})$$

avec $\vec{u}$ la vitesse du fluide, ρ sa masse volumique, p la pression statique et $\bar{\tau}$ le tenseur de viscosité (15) :

$$\bar{\tau} = \mu[(\vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{u} I] \quad (\text{III.31})$$

μ étant la viscosité dynamique et I le tenseur unitaire. Le terme de force volumique de Lorentz est inclus dans FLUENT par l'intermédiaire d'un module UDF.

Si l'on considère des vitesses de l'ordre du m/s, pour une distance caractéristique de l'ordre de 1 cm (distance inter-électrodes) avec les paramètres thermophysiques (viscosité, densité volumique) de la section III.4.8, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 1000. On peut donc en conclure que l'écoulement est laminaire. Ceci est confirmé expérimentalement par les mesures de vitesse par LDV, dont les fluctuations sont faibles dans toute la région inter-électrodes. Derrière la seconde électrode de diamètre 2 mm, qui constitue un obstacle pour l'écoulement, une zone de recirculation peut apparaître. Nous ne nous intéresserons pas aux détails de l'écoulement dans cette zone.

III.4.6 Conditions aux limites

Nous définissons maintenant les conditions aux limites sur les trois contours correspondant à la surface de chaque électrode et à la limite du domaine de calcul. De plus, afin de modéliser l'ionisation naturelle ambiante, nous imposons aux densités de charges de rester supérieures ou égales à une valeur seuil que nous imposerons à des valeurs discutées dans la section III.4.8.

À la surface de l'électrode de petit diamètre

En décharge positive, l'électrode de petit diamètre est portée à la haute tension positive : il s'agit de l'anode. Les électrons et les ions négatifs sont attirés par cette électrode. Suffisamment près de la surface de l'anode, le libre parcours moyen des particules négatives est trop faible pour qu'elles acquièrent l'énergie suffisante pour ioniser. Leurs densités restent alors quasi-constantes au voisinage immédiat de la surface de l'anode. Ceci nous amène à poser une condition de gradient nul normal à la surface :

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_e = 0 \qquad \vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_- = 0 \qquad (\text{III.32})$$

où $\vec{n}$ représente le vecteur unitaire normal à la surface. Les ions positifs étant repoussés par l'anode, leur densité est théoriquement nulle à la surface. Cependant pour éviter d'avoir des gradients trop importants au niveau des premières mailles à proximité de la surface de l'anode, nous imposons une densité n_+^0 faible mais non nulle, typiquement de l'ordre de 10^4 cm^{-3} (dans la pratique nous choisissons à l'anode une valeur égale à la densité ambiante sur le domaine de calcul). Comme les variations de densité ionique sont fortes sur les premières mailles, les résultats sont insensibles à cette valeur.

Enfin, on impose une vitesse nulle pour le fluide à la surface de l'anode.

À la surface de l'électrode de grand diamètre

L'électrode de grand diamètre, mise à la masse, est la cathode du système. Les électrons et les ions négatifs sont repoussés tandis que les ions positifs sont attirés.

Pour les ions négatifs, de densité théoriquement nulle à la surface de la cathode, on impose la même valeur que la densité ambiante seuil n_-^0 du domaine de calcul. Pour les ions positifs, on impose une condition de gradient nul à la surface :

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_+ = 0 \qquad (\text{III.33})$$

Enfin, la densité électronique à la surface de la cathode est régie par le phénomène de bombardement ionique. Les ions positifs qui percutent la surface de la cathode peuvent libérer un électron par effet tunnel si la collision est assez énergétique. Ce phénomène de *bombardement ionique* crée des électrons par *émission secondaire* à la cathode. On le

modélise communément par un coefficient γ liant le flux d'ions positifs φ_+ atteignant la surface de la cathode et le flux d'électrons φ_e émis par la surface de la cathode :

$$\varphi_e = \gamma \varphi_+ \quad (\text{III.34})$$

D'après les calculs d'ordre des grandeurs réalisés par Matéo-Vélez (57; 58) sur chaque terme intervenant dans l'équation de transport des espèces chargées, la diffusion des ions est négligeable. De plus, il n'y a pas ou très peu d'ionisation à la cathode (son diamètre est volontairement grand pour limiter le champ électrique et donc l'ionisation) : la densité électronique reste faible et varie peu dans tout le voisinage de la cathode donc $\vec{\nabla} n_e$ est petit (entre 10^4 et 10^5 m^{-4} d'après les résultats). Le coefficient de diffusion électronique est de l'ordre de $0,1 \text{ m}^2/\text{s}$ donc le flux de diffusion est de l'ordre inférieur à $10^4 \text{ m}^{-4}/\text{s}$. La mobilité et la densité électroniques et le champ électrique sont respectivement de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{V}/\text{s}$, 10^9 m^{-3} et de $2 \text{ MV}/\text{m}$ donc le courant de dérive est de l'ordre de $10^{14} \text{ m}^{-4}/\text{s}$. La diffusion des électronique est négligeable à la cathode. En première approximation, les expressions des flux φ_e et φ_+ sont données par les relations suivantes :

$$\varphi_e \approx \mu_e n_e E \quad \text{et} \quad \varphi_+ \approx \mu_+ n_+ E \quad (\text{III.35})$$

Les équations III.34 et III.35 permettent d'écrire la condition limite à la surface de la cathode pour les électrons sous la forme :

$$n_e \approx \frac{\mu_+}{\mu_e} \gamma n_+ \quad (\text{III.36})$$

Lorsque le bombardement ionique est pris en compte, la valeur de la densité électronique à la surface de la cathode est calculée en utilisant cette dernière relation. Lorsque ce n'est pas le cas, on impose une valeur minimale seuil comme pour les ions négatifs.

Enfin on impose au fluide une vitesse nulle à la surface de la cathode.

À la frontière du domaine de calcul

Les frontières du domaine de calcul sont suffisamment éloignées pour pouvoir y considérer les densités de charges proches de celles dans l'air ambiant naturellement ionisé. Nous avons donc imposé sur toute la frontière du domaine les mêmes valeurs que les seuils minimaux de densités n_e^o, n_+^o, n_-^o dans le reste du domaine de calcul.

Les vitesses aux frontières du domaine ne sont pas connues. Cependant, on peut supposer que la pression y reste égale à la pression atmosphérique. Pour la limite verticale gauche [A,B] et les limites horizontales [B,C] et [A,D] du schéma présenté figure III.1, l'écoulement entre dans le domaine, même si le champ de vitesse est parfois très faible : nous avons imposé des conditions d'entrée qui fixent la direction de la vitesse normale à la surface. Pour la limite verticale droite [C,D], l'écoulement sort du domaine. Nous avons imposé des

conditions de sortie qui fixent la direction de l'écoulement (ou du contre-courant s'il y en a) normale à la surface .

Enfin pour tous les calculs réalisés sur un demi domaine, nous avons imposé des conditions de symétrie par rapport à l'axe central pour toutes les grandeurs.

Résumé des conditions aux limites imposées

<u>Anode</u>	<u>Cathode</u>	<u>Frontière du domaine</u>
$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_e = 0$	$n_e = \frac{\mu_+}{\mu_e} \gamma n_+$	$n_e = n_e^o$
$n_+ = n_+^o$	$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_+ = 0$	$n_+ = n_- = n_{\pm}^o$
$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_- = 0$	$n_- = n_-^o$	$p = 1 \text{ atm}$
$\vec{u} = \vec{0}$	$\vec{u} = \vec{0}$	$\vec{u} // \vec{n}$
		sur [A,B], [B,C] et [C,D]

III.4.7 Courant électrique

Le courant électrique est calculé à partir du flux de charges à l'anode et s'exprime par :

$$I = \int_{\text{surface anode}} e(n_+ \vec{u}_+ - n_e \vec{u}_e - n_- \vec{u}_-) \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{III.37})$$

La condition limite sur la surface de l'anode est $\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_e = 0$ et $\vec{n} \cdot \vec{\nabla} n_- = 0$. D'autre part, à proximité de l'anode, les densités de charges suivent en première approximation la symétrie cylindrique donc leurs gradients sont orientés dans la direction radiale. À la surface de l'anode, le terme de vitesse lié à la diffusion n'intervient donc pas dans l'expression de la vitesse dirigée. On obtient ainsi :

$$I = \int_{\text{surface anode}} e(n_+ \mu_+ + n_e \mu_e + n_- \mu_-) E \, dS \quad (\text{III.38})$$

La densité des ions positifs est à sa condition à la limite ($10^3 - 10^4 \text{ m}^{-3}$). Comme le montre la figure IV.19, la densité des ions négatifs à la surface de l'anode est négligeable par rapport à celle des électrons d'un facteur supérieur à deux ordres de grandeur. Il en est de même pour la mobilité. Le courant anodique se réduit en pratique au courant électronique. Dans FLUENT, un gradient ne peut pas être défini sur les faces de la première rangée de mailles, à la limite du domaine. La valeur du champ électrique à l'anode, nécessaire dans l'équation III.38, est obtenue en utilisant la formule empirique de Peek (en bon accord avec les calculs, voir section III.6.2) donnant la valeur du champ électrique à la surface d'une électrode :

$$E(r) = 3.10^6 \zeta \left(\frac{T_o p}{T p_o} + 0,03 \sqrt{\frac{1}{r} \frac{T_o p}{T p_o}} \right) \quad V/m \quad (\text{III.39})$$

où T_o , p_o , T et p sont respectivement la température de référence, la pression de référence, la température et la pression. ζ est la rugosité de la surface de l'électrode ($\zeta = 1$ pour une surface lisse). r est le rayon de l'électrode.

III.4.8 Paramètres physico-chimiques

Les coefficients utilisés pour fermer les équations du modèle numérique sont issus de la bibliographie. Ils ont été obtenus expérimentalement ou théoriquement. Ces coefficients dépendent fortement des conditions locales du milieu, notamment du champ électrique et de la pression. Cette section présente les valeurs et courbes d'évolution de ces paramètres en fonction du champ électrique. Les expressions de la bibliographie sont en général données en fonction du champ réduit (E/N ou E/p). Pour le calcul des coefficients présentés ici, nous avons pris $p = 1,013 \times 10^5$ Pa ou $N = 2,45 \times 10^{25}$ m⁻³. Les valeurs correspondent à l'air sec. Comme nous le verrons dans les résultats numériques (figure IV.16), la plage de champ électrique qui nous intéresse va d'environ 0,5 MV/m jusqu'à environ 12 MV/m. L'ensemble des données recueillies n'est pas exhaustif. Nous avons essayé autant que possible de remonter à la source originale des valeurs présentées et de donner les plages de validité. Les valeurs et les expressions retenues seront indiquées dans le chapitre IV de présentation des résultats.

III.4.8.1 Coefficient d'ionisation

La figure III.4 présente le coefficient d'ionisation de l'air, α , exprimé en m^{-1} , en fonction du champ électrique E en V/m. Ce coefficient intervient dans le terme source d'ionisation dont l'expression peut s'écrire :

$$S_{ion} = \alpha \mu_e E n_e \quad (III.40)$$

Chen et Davidson (19) utilisent les expressions analytiques suivantes, issues des résultats expérimentaux de Harrison et Geballe (32) :

$$\alpha = 3,63 \times 10^5 \exp\left(\frac{-1,68 \times 10^7}{E}\right) \quad \text{pour} \quad 1,9 < E < 4,6 \text{ MV/m} \quad (III.41)$$

$$\alpha = 7,36 \times 10^5 \exp\left(\frac{-2,01 \times 10^7}{E}\right) \quad \text{pour} \quad 4,6 < E < 19 \text{ MV/m} \quad (III.42)$$

Sigmond (93) propose une expression valable sur l'intervalle de 0,25 MV/m à 3,7 MV/m ($10 < E/N < 150$ Td) à partir des résultats expérimentaux de Moruzzi et Price (70) (également tracés) :

$$\alpha = 3,43 \times 10^5 \exp\left(\frac{1,62 \times 10^7}{E}\right) \quad (III.43)$$

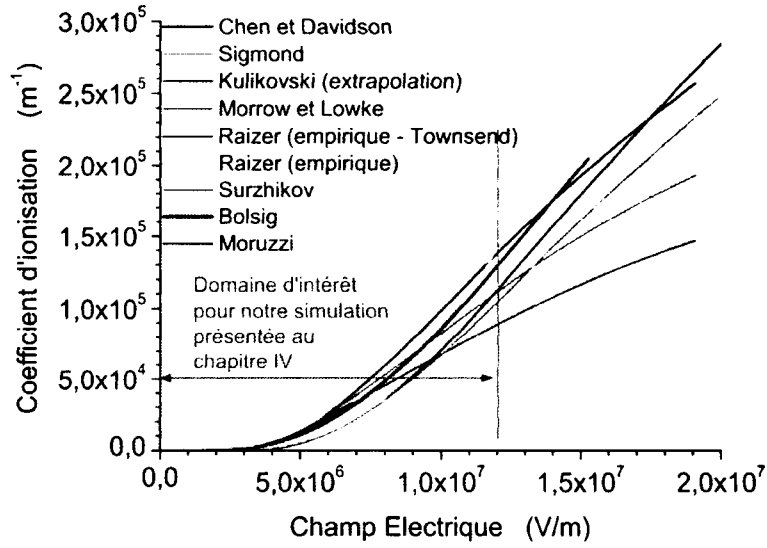


FIG. III.4 – Coefficients d'ionisation de l'air proposés dans la littérature : Chen et Davidson (19), Sigmond (93), Morrow et Lowke (69), Raizer (79), Surzhikov (101), Bolsig (1) et Moruzzi (70). En dessous de 3 MV/m, les valeurs décroissent rapidement de plusieurs ordres de grandeur.

Kulikovsky (40) extrapole cette expression de Sigmond (93) jusqu'à 20 MV/m (800 Td). Cette extrapolation semble très différente des valeurs des autres auteurs pour les valeurs de E élevées.

Raizer (79) propose deux expressions empiriques du taux d'ionisation, l'une sous la forme proposée par Townsend :

$$\alpha = 1,140 \times 10^6 \exp\left(\frac{2,774 \times 10^7}{E}\right) \quad \text{pour} \quad 7,6 < E < 61 \text{ MV/m} \quad (\text{III.44})$$

et l'autre sous la forme suivante :

$$\alpha = 8,892 \left(\frac{E}{76000} - 32,2\right)^2 \quad \text{pour} \quad 3,3 < E < 13,4 \text{ MV/m} \quad (\text{III.45})$$

Surzhikov (101) utilise aussi une expression du type de celle proposée par Townsend :

$$\alpha = 9,12 \times 10^5 \exp\left(\frac{-2,5992 \times 10^6}{E}\right) \quad (\text{III.46})$$

Les expressions analytiques de Morrow et Lowke (69) sont basées sur les calculs de Lowke et Morrow (51; 53), obtenus à partir des sections efficaces recueillies par Lawton et Phelps

(43) et Phelps et Pitchford (78) :

$$\alpha = 1,622 \times 10^5 \exp\left(\frac{-1,370 \times 10^7}{E}\right) \quad \text{pour} \quad E < 3,68 \text{ MV/m} \quad (\text{III.47})$$

$$\alpha = 2,0 \times 10^5 \exp\left(\frac{-1,776 \times 10^7}{E}\right) \quad \text{pour} \quad E > 3,68 \text{ MV/m} \quad (\text{III.48})$$

La limite supérieure de validité en E de ces formules n'est pas précisé, cependant les graphes de Lowke (51; 53) donnent des valeurs de α jusqu'à environ un champ de 6 MV/m. L'expression de Morrow et Lowke (69) est donc à utiliser avec prudence au delà de 6 MV/m.

Bolsig (1) a été utilisé pour calculer les taux sur la plage de 0,76 à 15,2 MV/m. L'expression suivante a été obtenue à partir des valeurs listées dans l'annexe A :

$$\alpha = 1,49 \times 10^6 \exp\left(\frac{-3,44 \times 10^7}{E + 2,06 \times 10^6}\right) \quad \text{pour} \quad 0,76 < E < 15,2 \text{ MV/m} \quad (\text{III.49})$$

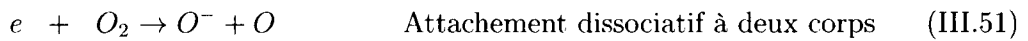
Mis à part les courbes correspondant aux expressions de Sigmond (93) et de Morrow et Lowke (69) qui sortent de leur domaine de validité (au delà de 3,7 et 6 MV/m), toutes les courbes suivent approximativement la même tendance, avec un écart maximum d'environ 30% pour $E = 12$ MV/m, valeur de champ correspondant au maximum atteint dans les calculs (avec charges) présentés au chapitre IV. Les expressions retenues pour le présent travail sont celles de Chen et Davidson (19), Morrow et Lowke (69) et Bolsig (1). Elles seront testées et comparées au chapitre IV.

III.4.8.2 Coefficient d'attachement

Le taux d'attachement est généralement décrit par un coefficient exprimé en m^{-1} , qui intervient dans le terme source d'attachement par la relation suivante :

$$S_{att} = \eta \mu_e E n_e \quad (\text{III.50})$$

Dans l'air, les électrons attachent essentiellement sur l'oxygène via les deux réactions suivantes :



Des taux ont été proposés pour ces réactions par Sigmond (93) sur la plage 25 kV/m à 3,7 MV/m qui a compilé les données expérimentales de Bradbury (13) (probabilité d'attachement), Kuffel (39), Chatterton et Craggs (17), Hessenauer (34), Frommhold (29), Ryžko et Åström (88) (taux d'attachement) et Wagner (106). Ces données sont en relativement bon accord et présentent un facteur 1,5 à 2 d'écart (Les comparaisons entre les sources

bibliographiques menées dans l'oxygène par Harrison et Geballe (32) présentent également des écarts jusqu'à un facteur 2). Voici les expressions des taux :

$$\eta_{2corps} = 1,5 \times 10^3 \exp\left(\frac{-2,45 \times 10^6}{E}\right) \quad m^{-1} \quad (III.53)$$

$$\eta_{3corps} = 6,5 \times 10^8 E^{-1,1} \quad m^{-1} \quad (III.54)$$

Comme le montre la figure III.5, la réaction III.51 est prépondérante à partir de 1 MV/m.

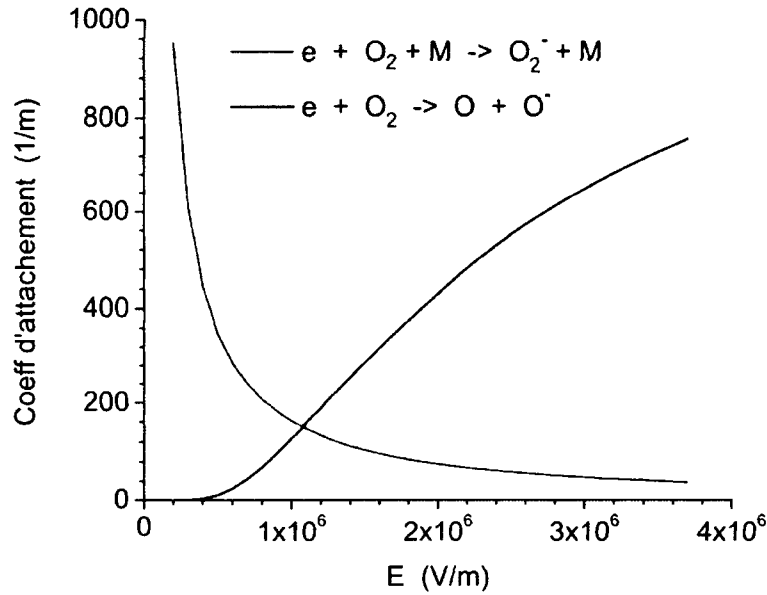


FIG. III.5 – Comparaison des coefficients de formation de O_2^- et de O^- dans l'air en fonction du champ électrique (Sigmond (93)).

À titre d'illustration sur une plage plus large de champ électrique (jusqu'à 15 MV/m), Lowke et Morrow (53) ont calculé (voir figure III.6) les coefficients des deux réactions, pour un mélange ($N_2 : O_2 : CO_2 : H_2O$) de fractions molaires respectives (0,741 : 0,033 : 0,143 : 0,083). Les coefficients d'attachement obtenus sont assez similaires à ceux dans l'air d'après les auteurs. On observe de fait la même évolution que sur la figure III.5, mais on observe en plus la décroissance du taux d'attachement à deux corps au delà de 5 MV/m.

La figure III.7 présente une compilation des coefficients d'attachement électronique proposés dans la littérature, pour l'air sec à température et pression ambiante, exprimé en m^{-1} , en fonction du champ électrique.

Les courbes notées Ryžko et Åström (88) entre 2,2 et 5 MV/m et celle de Harrison et Geballe (32) entre 0,6 et 1,5 MV/m correspondent à des taux expérimentaux.

Lowke (51) a réalisé des calculs pour l'air suivant la méthode employée par Frost et Phelps (30) à partir des sections efficaces recueillies par Lawton et Phelps (43) pour O_2 et Phelps

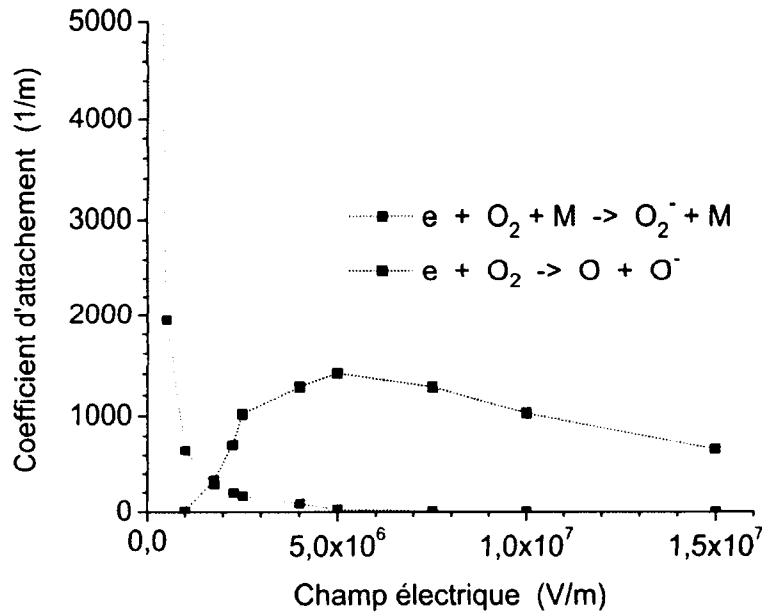


FIG. III.6 – Comparaison des coefficients de formation de O_2^- et de O^- pour un mélange $(N_2 : O_2 : CO_2 : H_2O) = (0,741 : 0,033 : 0,143 : 0,083)$ en fonction du champ électrique (Lowke et Morrow (53)).
(pour illustration et complément de la figure III.5)

et Pitchford (78) pour N_2 . Pour illustration, nous avons tracé l'interpolation linéaire par morceaux proposée par Morrow et Lowke (69), à partir des calculs de Lowke (51) et valable entre 2 et 5 MV/m :

$$\eta = 6,089 \times 10^{-4} E - 708,8 \quad \text{pour} \quad E < 2,57 \text{ MV/m} \quad (\text{III.55})$$

$$\eta = 8,889 \times 10^{-5} E + 628,9 \quad \text{pour} \quad E > 2,57 \text{ MV/m} \quad (\text{III.56})$$

Il est clair que la seconde expression n'est pas valide au delà de 5 mV/m, bien que cette limite n'ait pas été mentionnée explicitement par Morrow et Lowke.

Un lissage polynomial des valeurs calculées par Bolsig (voir annexe A) sur l'intervalle 0,76 - 15,2 MV/m donne l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \eta = & -677,681 + 9,14589 \times 10^{-4} E - 1,67173 \times 10^{-10} E^2 \\ & + 1,17987 \times 10^{-17} E^3 - 2,92552 \times 10^{-25} E^4 \quad \text{pour} \quad 0,76 < E < 15,2 \text{ MV/m} \end{aligned} \quad (\text{III.57})$$

Enfin, Chen et Davidson (19) utilisent la formule suivante à partir des travaux de Badaloni (6) (auxquels nous n'avons pas réussi à avoir accès). Le domaine de validité n'est pas précisé :

$$\eta = 1482 \exp\left(\frac{-3465000}{E}\right) \quad (\text{III.58})$$

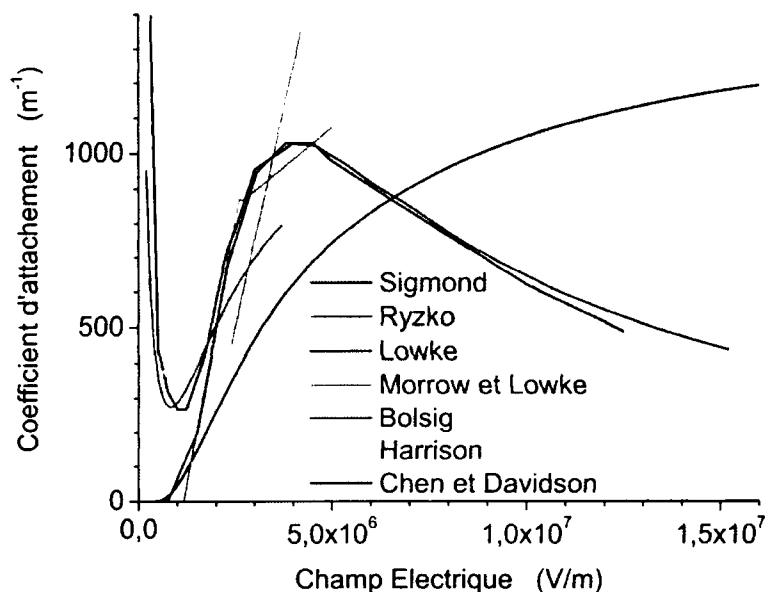


FIG. III.7 – Coefficient d'attachement électronique dans l'air : Sigmond (93), Ryzko et Åström (88), Lowke (51), Morrow et Lowke (69), Bolsig (1), Harrison et Geballe (32) et Chen et Davidson (19).

Analyse des données de la littérature :

Il existe des différences importantes entre les auteurs, en particulier pour les valeurs de champ électrique inférieures à 1 MV/m. D'après certains auteurs, l'attachement dissociatif à deux corps présente un seuil vers 800 kV/m. Ce seuil apparaît dans les données recueillies par Sigmond (93) et dans les calculs de Lowke (51). Les sections efficaces utilisées par Lowke (51) et par BOLSIG (1) proviennent des mêmes auteurs (voir aussi annexe A). C'est pourquoi leurs résultats sont identiques pour l'attachement dissociatif. Toutefois, les calculs obtenus avec Bolsig (1) et l'expression proposée par Chen et Davidson (19) ne semblent prendre en compte que l'attachement dissociatif ou du moins semblent sous-estimer l'attachement à trois corps (si l'on suppose les données de Sigmond (93) et Lowke (51) correctes).

Les calculs de Lowke (51) semblent être les mieux adaptés puisqu'ils prennent en compte à la fois l'attachement à trois corps et l'attachement dissociatif. De plus ils offrent des valeurs jusqu'à 15 MV/m. Malheureusement, les calculs qui seront présentés au chapitre IV ont été réalisés avant la connaissance de toutes les tendances présentées ici, c'est pourquoi nous ne les avons pas toutes testées dans notre modèle et que nous avons utilisé les valeurs calculées avec Bolsig (1) qui semble sous-estimer l'attachement à trois corps. Toutefois, comme nous le verrons sur les profils de la figure IV.22 du chapitre IV, les densités électroniques ne sont importantes qu'à proximité de l'anode pour $x \leq 0,6 \text{ mm}$. Au delà, les densités sont très

faibles, entre 10^3 et 10^4 électrons par cm^{-3} . De plus, à moins de 0,6 mm du centre de l'anode, le champ électrique est supérieur à 2 MV/m, c'est à dire que la réaction d'attachement à trois corps est négligeable face à l'attachement dissociatif. On peut donc considérer que l'attachement à trois corps est peu important pour le vent ionique dans notre cas.

III.4.8.3 Taux de détachement

Le détachement correspond à la libération d'un électron par un ion négatif. Le coefficient δ_e intervient dans le terme source de détachement par l'expression :

$$S_{det} = \delta_e n_- n_M \quad (\text{III.59})$$

Sigmond (93) se base sur les résultats expérimentaux de Ryzko et Åtröm (88), de Frommhold (29) et Wagner (106) et propose l'expression suivante pour le taux de détachement :

$$\delta_e = 4,5 \cdot 10^{-18} \exp\left(\frac{-2,303 \cdot 10^7}{E}\right) (3,53 \cdot 10^{-4} + 2,5 \cdot 10^{-11} E) E \quad (\text{III.60})$$

avec δ_e en m^3/s et E en V/m

Cette expression tient compte de la mobilité des ions O^- et il s'agirait vraisemblablement d'après l'auteur de la réaction :



Lowke et Morrow (53) utilisent pour la réaction $O_2^- + N_2 \rightarrow N_2(A) + O_2 + e$ le taux :

$$\delta_e = 2,1 \times 10^{-15} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{III.62})$$

Kossyi et al. (38) proposent plusieurs réactions de détachement, dont voici les principales :



$$\begin{aligned} \delta_e &= 1,9 \times 10^{-18} \times (T/300)^{(1/2)} \times \exp(-4990/T) \quad \text{m}^3/\text{s} \\ &= 1,1 \times 10^{-25} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad \text{à } 300 \text{ K} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \delta_e &= 2,7 \times 10^{-16} \times (T/300)^{(1/2)} \times \exp(-5590/T) \quad \text{m}^3/\text{s} \\ &= 2,2 \times 10^{-24} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad \text{à } 300 \text{ K} \end{aligned}$$



$$\delta_e = 5 \times 10^{-21} \quad \text{m}^3/\text{s}$$



$$\delta_e = 2,2 \times 10^{-15} \quad \text{m}^3/\text{s}$$



$$\delta_e = 1,9 \times 10^{-15} \quad \text{m}^3/\text{s}$$

Les densités des états excités n'étant pas calculés dans notre modèle cinétique, nous considérons uniquement les réactions III.60 et III.62. La figure III.8 présente ces deux taux sur la plage de champ électrique qui nous intéresse. Nous avons opté pour l'expression de Sigmond mais nous n'avons pas étudié la sensibilité du modèle à ce paramètre dans ces travaux.

III.4.8.4 Taux de recombinaison

Nous considérons ici d'une part la recombinaison entre électrons et ions et d'autre part entre ions positifs et ions négatifs. Le taux de recombinaison intervient dans le terme source de recombinaison par les deux expressions suivantes :

$$S_{e+} = k_{e+} n_e n_+ \quad (\text{III.68})$$

$$S_{+-} = k_{+-} n_- n_+ \quad (\text{III.69})$$

où S_{e+} représente le terme source de recombinaison électron-ion positif et S_{+-} le terme de recombinaison ion négatif-ion positif. Les tableaux III.1 et III.2 recensent les taux de réaction de la bibliographie. Les taux retenus pour ce travail sont les suivants : $k_{e+} = 10^{-13}$ et $k_{+-} = 2 \times 10^{-12}$. Nous n'avons pas étudié la sensibilité du modèle à ces paramètres dans ces travaux.

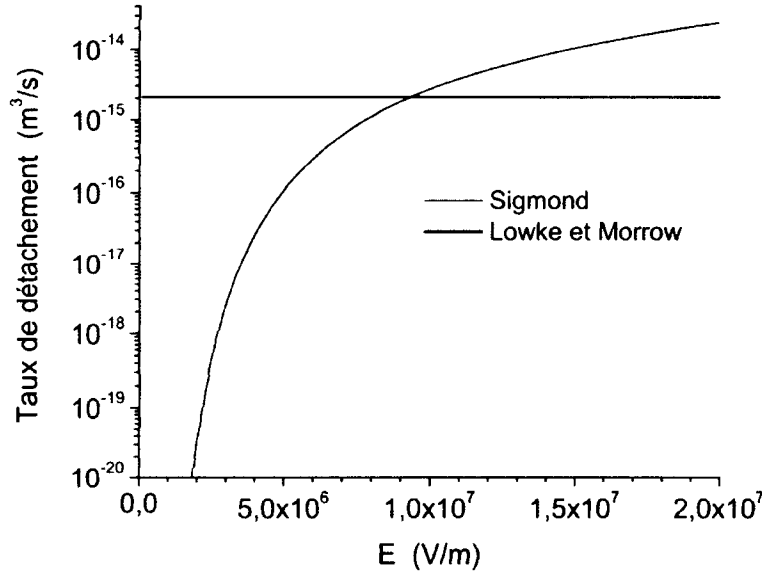


FIG. III.8 – Coefficients de détachement proposés dans la littérature : Sigmond (93), Morrow et Lowke (69).

III.4.8.5 Mobilité des électrons

Les mobilités sont généralement obtenues par le rapport entre la vitesse de dérive des particules et le champ électrique. Les mobilités électroniques issues de la littérature sont tracées sur la figure III.9.

Les valeurs de Ryzko (87) ont été obtenues à partir de mesures de la vitesse de dérive des électrons. Il propose l'expression suivante de la mobilité :

$$\mu_e = 0,03368 + \frac{5 \cdot 10^4}{E} \quad \text{pour} \quad 3,8 \leq E \leq 7,8 \text{ MV/m} \quad (\text{III.70})$$

L'expression utilisée par Chen et Davidson (19) a été obtenue à partir des données expérimentales tracées dans Ryzko (87) :

$$\mu_e = 1,2365 E^{-0,2165} \quad \text{pour} \quad 3,8 \leq E \leq 7,8 \text{ MV/m} \quad (\text{III.71})$$

Kulikovsky utilise la formule de Sigmond (93), valable sur l'intervalle 0,25 à 3,7 MV/m et basée entre autres sur les résultats expérimentaux de Nielsen (73) :

$$\mu_e = 0,1565 \left(\frac{E}{24500} \right)^{-0,25} \quad \text{pour} \quad 0,25 \leq E \leq 3,7 \text{ MV/m} \quad (\text{III.72})$$

Morrow et Lowke (69) proposent les expressions suivantes, construites à partir des calculs

TAB. III.1 – Taux de recombinaison ion-ion

Source	Réactifs	Valeur du taux de recombinaison $10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$
Kossyi (38)	$A^- + B^+ \rightarrow A + B$ $A^- + (BC)^+ \rightarrow A + B + C$ $A = O_2, O, O_3$ $B = N_2, O_2, N, O$ $BC = N_2, N_3, N_4, O_2, O_4$	$2 \times (300/T)^{1/2}$ 1
Raizer (79) (Smirnov (95))	$O^+ + O^- \rightarrow O + O^*$ $N^+ + O^- \rightarrow O + N^*$ $N_2^+ + O_2^- \rightarrow O_2 + N_2^*$ $O_2^+ + O_2^- \rightarrow O_2 + O_2^*$ $O^+ + O_2^- \rightarrow O_2 + O^*$ $O_2^+ + O^- \rightarrow O + O_2^*$	2,7 2,6 1,6 4,2 2,0 1,0
Lowke et Morrow (69)	$O_2^+ + O^- \rightarrow O_2 + O$ $O_2^+ + O_2^- \rightarrow O_2 + O_2^*$	1 2

de Lowke (51) de vitesse de dérive des électrons :

$$\mu_e = 0,0298 + \frac{16300}{E} \quad \text{pour} \quad 0,637 < E < 2,45 \text{ MV/m} \quad (\text{III.73})$$

$$\mu_e = 0,0420 + \frac{13000}{E} \quad \text{pour} \quad 2,45 < E < 4,9 \text{ MV/m} \quad (\text{III.74})$$

$$\mu_e = 0,0302 + \frac{71000}{E} \quad \text{pour} \quad 4,9 < E < 25 \text{ MV/m} \quad (\text{III.75})$$

Surzhikov (100) utilise l'expression $\mu_e = 42 \frac{T}{293p} \text{ m}^2/\text{V/s}$ où T est la température du gaz et p la pression. Cette expression est indépendante de E. Elle donne dans notre cas la valeur constante :

$$\mu_e = 0,055 \text{ m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.76})$$

Raizer (79) propose une valeur légèrement différente :

$$\mu_e = 0,058 \text{ m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.77})$$

TAB. III.2 – Taux de recombinaison électron-ion

Source	Réactifs	Taux de recombinaison $10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$
Kossyi (38) (Smirnov (95))	$O_4^+ + e \rightarrow O_2 + O_2$ $N_4^+ + e \rightarrow N_2 + N_2$ $N_3^+ + e \rightarrow N + N_2$ $N_2^+ + e \rightarrow N + N$ $O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$14 \times (300/T_e)^{1/2}$ $20 \times (300/T_e)^{1/2}$ $2 \times (300/T_e)^{1/2}$ $2,8 \times (300/T_e)^{1/2}$ $2 \times (300/T_e)^{1/2}$
Lowke et Morrow (52)	$O_2^+ + e + e \rightarrow O_2 + e$	$2/T_e)^{1/2}$
Kasner et Biondi (37)	$N_4^+ + e \rightarrow N_2 + N_2$ $N_2^+ + e \rightarrow N + N$	20 $2,9 \pm 0,3$
Mehr (62)	$N_2^+ + e \rightarrow N + N$ $O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$1,8_{-0,2}^{+0,4} \times (300/T_e)^{0,39}$ $1,95 \pm 0,2 \times (300/T_e)^{0,70}$
Boeuf (10)	$N_2^+ + e \rightarrow N + N$	1
Douglas-Hamilton (24)	$N_4^+ + e \rightarrow N_2 + N_2$	0,8

Une expression obtenues à partir des valeurs calculées Bolsig (1) (voir annexe A) donne :

$$\mu_c = 1,38429 E^{-0,2292} \text{ m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.78})$$

La mobilité varie d'un facteur deux sur notre plage d'utilisation (environ 1 à 10 MV/m). Mis à part les deux expressions indépendantes de E, l'écart entre les courbes est de l'ordre de 10% sur toute cette plage. Pour les calculs présentés au chapitre IV, nous avons retenu les valeurs de Bolsig (1), et nous effectuerons une étude de sensibilité en comparant les résultats a à ceux obtenus avec les valeurs de Chen et Davidson (19).

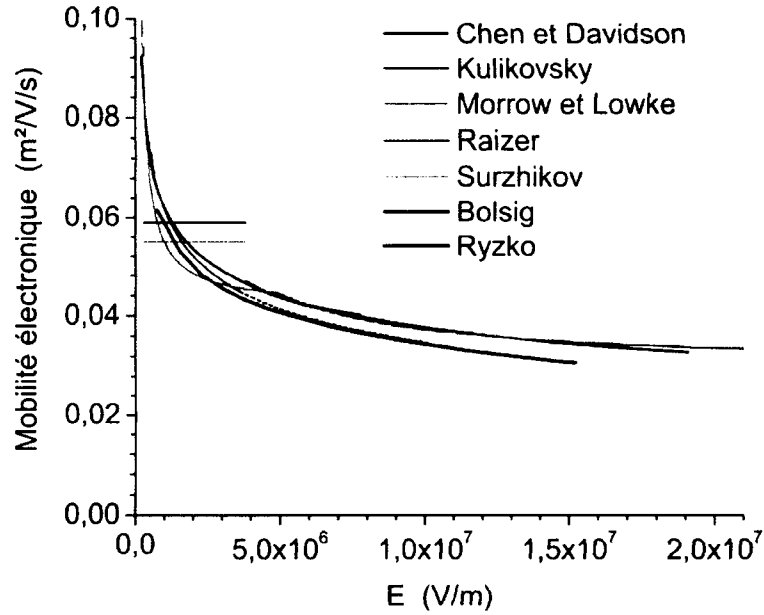


FIG. III.9 – Mobilités électroniques proposées dans la littérature : Chen et Davidson (19), Kulikovsky (40), Morrow et Lowke (69), Raizer (79), Surzhikov (101), Bolsig (1) et Ryzko (87).

III.4.8.6 Mobilité des ions

La mobilité des ions est un paramètre clé de notre modèle parce qu'elle intervient dans l'expression de la force appliquée au fluide (voir section I.4).

Plusieurs sources utilisent une valeur commune pour les ions de même signe qui ne sont pas distingués. Ryzko (87) mesure $\mu_+ = 0,22 \text{ m}^2/\text{V/s}$ à une pression de 1 Torr sur la plage 3,0 à 5,3 MV/m. La mobilité est inversement proportionnelle à la fréquence moyenne de collisions (voir équation I.3). Celle-ci est proportionnelle à la densité et donc à la pression. La mobilité varie donc de façon inversement proportionnelle à la pression. À partir de la valeur proposée par Ryzko (87), on obtient à pression atmosphérique :

$$\mu_+ = 2,9 \times 10^{-4} \quad \text{m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.79})$$

À partir des mesures de Ryzko (87), Huxley (35) et Mc Daniel (61), Chen et Davidson (19) proposent les valeurs constantes suivantes :

$$\mu_+ = 2 \times 10^{-4} \quad \text{m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.80})$$

$$\mu_- = 2,7 \times 10^{-4} \quad \text{m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.81})$$

Morrow et Lowke (69) proposent des formules où la mobilité ionique est inversement proportionnelle à la pression (du type $\mu_{\pm} = \mu_o P_o / P$). À pression atmosphérique, on obtient :

$$\mu_+ = 2,34 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.82})$$

$$\mu_- = 2,70 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s} \quad \text{pour } E > 1,23 \text{ MV/m} \quad (\text{III.83})$$

$$\mu_- = 1,86 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s} \quad \text{pour } E < 1,23 \text{ MV/m} \quad (\text{III.84})$$

Surzhikov (101; 100) utilise dans l'azote l'expression $\mu_+ = 1,45 \times 10^3 / p \text{ cm}^2/\text{V/s}$, où p est exprimée en torr. Dans notre cas la valeur devient :

$$\mu_+ = 1,9 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.85})$$

Matéo-Vélez (57; 58) utilise la valeur :

$$\mu_+ = \mu_- = 3,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}. \quad (\text{III.86})$$

Macheret et al. (55) proposent les expressions suivantes (inversement proportionnelles à la pression), dépendantes du champ électrique :

$$\mu_+ = \mu_- = 0,21/p(\text{torr}) \quad \text{pour} \quad E/p < 4930 \text{ V/m/torr} \quad (\text{III.87})$$

$$\mu_+ = \mu_- = 1475/p(\text{torr})/\sqrt{E/p} \quad \text{pour} \quad E/p > 4930 \text{ V/m/torr} \quad (\text{III.88})$$

ce qui devient dans notre cas :

$$\mu_+ = \mu_- = 2,76 \times 10^{-4} \quad \text{pour} \quad E < 3,7 \text{ MV/m} \quad (\text{III.89})$$

$$\mu_+ = \mu_- = 0,535/\sqrt{E} \quad \text{pour} \quad E > 3,7 \text{ MV/m} \quad (\text{III.90})$$

Ces expressions sont en bon accord avec les mesures plus détaillées en fonction du champ électrique obtenues par divers auteurs, par exemple Varney (104) qui observe que la mobilité, à peu près constante d'un champ nul jusqu'à environ 3 MV/m, décroît jusqu'à des valeurs voisines de $5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V/s}$ vers 70 MV/m. Les mesures de Varney sont en très bon accord avec celles de Samson et Weissler (90) qui obtiennent :

$$\mu_{O_2^+} = 2,4 \times 10^{-4} \quad \mu_{N_4^+} = 2,6 \times 10^{-4} \quad \text{m}^2/\text{V/s} \quad (\text{III.91})$$

jusqu'à environ 7 MV/m après quoi, la valeur décroît. Toutefois, selon Dahlquist (22), il ne s'agirait pas de N_4^+ mais plutôt de N_3^+ . Au vu des données présentées par Ellis (26), ces deux ions ont des mobilités très proches ce qui rend la distinction entre eux difficile.

Le tableau III.3 présente les mobilités des ions de l'oxygène calculées par Landolt-Bornstein (42) avec l'équation de Langevin² pour un champ nul. Burch et Geballe (14) utilisent, entre

²Dans la théorie de Langevin, une molécule est soumise à la force de frottement fluide et à une force complémentaire $\vec{\eta}$ qui modélise les chocs aléatoires des molécules fluides environnantes. L'équation de Langevin est :

$$m \frac{d\vec{v}(t)}{dt} = -k\vec{v}(t) + \vec{\eta}(t) \quad (\text{III.92})$$

TAB. III.3 – Mobilités des ions de l'oxygène calculées dans un champ nul (ref. (42))

Ion	Mobilité ($\text{m}^2/\text{V/s}$)
$O^\pm$	$3,38 \times 10^{-4}$
$O_2^\pm$	$2,76 \times 10^{-4}$
$O_3^\pm$	$2,52 \times 10^{-4}$
$O_4^\pm$	$2,34 \times 10^{-4}$

autres, ce tableau pour identifier les trois ions de l'oxygène O^- , O_2^- et O_3^- lors de leurs mesures de mobilité; sur les plages de champ étudiées (respectivement 0,76 à 3 MV/m pour les deux premiers et 1,5 à 3,8 MV/m pour le dernier) les mobilités obtenues, après identification des ions, valent respectivement environ :

$$3,3 < \mu_{O^-} < 4,0 \quad 2,5 < \mu_{O_2^-} < 3,0 \quad 1,5 < \mu_{O_3^-} < 2,0 \quad (\text{III.93})$$

Ces valeurs sont données en $10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$.

Les données expérimentales et théoriques recueillies par Ellis et al. (26) sont tracées sur les graphes de l'annexe B en fonction du champ électrique. Pour les ions de l'air, les valeurs proviennent des mesures de Moseley et al. (71), de Snuggs et al. (96) et de Burch et Geballe (14). Ces valeurs sont en très bon accord avec les mesures récentes de Basurto et al. (7) et de Kanzari et al. (36) pour N_2^+ et O_2^+ . Les graphes de l'annexe B présentent aussi les mesures de Dahlquist (22) pour N_2^+ et N_3^+ et les calculs de Bekstein (8) pour N_4^+ .

De nombreux auteurs utilisent pour leurs calculs des valeurs constantes. Les valeurs sont toutes du même ordre de grandeur et autour de $2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Les études plus précises montrent que la mobilité varie est en générale peu jusqu'à un seuil de champ électrique qui est fonction de l'ion considéré, après lequel sa valeur décroît d'un facteur 2 ou 3. À la suite de cette étude, nous considérons pour nos calculs des valeurs constantes avec $\mu_+ = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ et $\mu_- = 2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Pour un travail ultérieur, il serait souhaitable d'introduire des mobilités variables.

III.4.8.7 Coefficient de diffusion électronique

D'après Chen et Davidson (19), si le coefficient de diffusion des électrons n'est pas pris en compte, les résultats des calculs de densité de la décharge plasma (et donc dans notre cas du vent ionique) sont un ordre de grandeur plus petits. La relation $D_e/\mu_e = k_B T_e/e$, appelée *relation d'Einstein*, relie le coefficient de diffusion électronique D_e , la mobilité électronique μ_e et la température T_e des électrons. Elle est souvent utilisé pour obtenir le coefficient de diffusion D_e à partir des deux autres grandeurs.

La figure III.10 présente les courbes issues de la littérature, où le coefficient de diffusion est exprimé en m^2/s .

TAB. III.4 – Tableau récapitulatif des essais de répétabilité des mesures

Source	$O^\pm$	$O_2^\pm$	$O_3^\pm$	$O_4^\pm$	N_4^+	μ_+	μ_-
Ryzko (87)						2,9	
Burch et Geballe (14)	3,3-4,0	2,5-3,0	1,5-2,0				
Chen et Davidson (19)						2	2,7
Morrow et Lowke (69)						2,34	2,7 $E > 1,23 \text{ MV/m}$ 1,86 $E < 1,23 \text{ MV/m}$
Surzikov (100; 101)						1,9	
Matéo-Vélez (57; 58)							3,5
Macheret et al. (55)							2,76 $E < 3,7 \text{ MV/m}$ $0,535/\sqrt{E}$ $E > 3,7 \text{ MV/m}$
Samson et Weissler (90)		2,4			2,6		
Landolt-Bornstein (42)	3,38	2,76	2,52	2,34			

Chen et Davidson (19) calculent le coefficient de diffusion électronique à partir de l'équation de Boltzmann ³. Le résultat exprimé en fonction du champ électrique donne :

$$D_e = 0,0684 \ln(E) - 0,8678 \quad (\text{III.95})$$

Kulikovsky (40) utilise la formule $D_e = 1800 \times 760/p \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ du coefficient de diffusion électronique dans l'azote, indépendante de E. Ceci donne dans notre cas :

$$D_e = 0,18 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \quad (\text{III.96})$$

Lowke (51) présente des calculs du rapport D_e/μ_e dans l'air. Les valeurs de D_e sont reportées sur la figure III.10 en utilisant la mobilité électronique également calculée par Lowke (51). Morrow et Lowke (69) proposent à partir de ces calculs l'expression :

$$D_e = 9,098.10^4 E^{0,54069} \mu_e \quad (\text{III.97})$$

³Équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f + \vec{a} \cdot \nabla_v f = C[f] \quad (\text{III.94})$$

où $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est la fonction de distribution des particules, $\mathbf{r}$ la position, $\vec{v}$ la vitesse et $\vec{a}$ l'accélération. C l'opérateur de collision

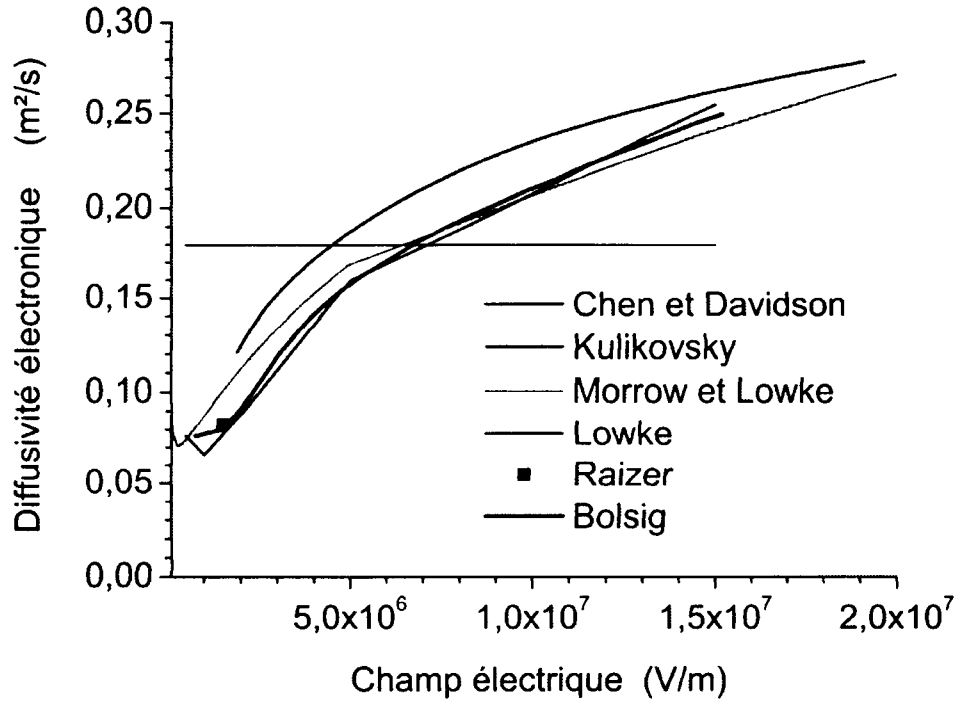


FIG. III.10 – Coefficients de diffusion électronique proposés dans la littérature : Chen et Davidson (19), Kulikovsky (40), Lowke (51), Morrow et Lowke (69), Raizer (79) et Bolsig (1).

où μ_e correspond aux interpolations par morceaux III.73, III.74 et III.75 de Morrow et Lowke (69) de la section III.4.8.5.

Raizer estime le coefficient de diffusion électronique dans l'air pour 1,5 MV/m à $D_e = 0,083 \text{ m}^2/\text{V/s}$ à partir des résultats de Crompton (21).

Une expression obtenue à partir des valeurs calculées avec Bolsig (voir annexe A) est :

$$D_e = 0,06672 + 3,62762 \cdot 10^{-9} E + 7,77839 \cdot 10^{-15} E^2 \quad (\text{III.98})$$

$$- 1,39356 \cdot 10^{-21} E^3 + 9,49508 \cdot 10^{-29} E^4 - 2,2741 \cdot 10^{-36} E^5 \quad (\text{III.99})$$

Les valeurs de Chen et Davidson (19) semblent surestimer (de plus de 15% à 10 MV/m) le coefficient de diffusion électronique par rapport aux courbes de Morrow, Lowke et Bolsig, très proches. La valeur de Raizer est égale à celle de Bolsig à moins de 5%. À nouveau, considérer une valeur constante semble être un modèle trop simple car on observe des variations d'un facteur 3 sur la plage de champ électrique considérée dans cette étude. Afin d'étudier la sensibilité du modèle, nous avons comparé au chapitre IV les formules proposées par Chen et Davidson (19) et celles issues des données de Bolsig (1).

III.4.8.8 Coefficient de diffusion ionique

Pour les ions de l'air, le coefficient de diffusion est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} m²/s d'après les valeurs recensées par Capitelli et al. (16). Surzhikov (101; 100) propose un coefficient de diffusion ionique de $4,8 \times 10^{-6}$ m²/s, c'est à dire du même ordre de grandeur. D'après l'étude de Matéo-Vélez (57; 58) sur les ordres de grandeur de chaque terme dans l'équation de transport des ions, le terme de diffusion ionique est négligeable. Toutefois pour des raisons de convergence des calculs, nous le prenons en compte, avec une valeur égale à 10^{-6} m²/s.

III.4.8.9 Coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique

L'émission secondaire par bombardement ionique de la surface de la cathode est un mécanisme important d'entretien de la décharge dans certains cas (57; 58). Le tableau III.5 reprend les valeurs du coefficient d'émission secondaire γ recueillies par Raizer (79), à partir des travaux de Francis (28). Nous montrerons cependant au chapitre IV que le coefficient

TAB. III.5 – Coefficients d'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique (Raizer (79))

Gaz	Cathode	Etat de surface	Champ (MV/m)	γ
Air	Ni	propre	3	$8,0 \times 10^{-6}$ à $1,5 \times 10^{-4}$
N ₂	Ni	propre	3	1,3 à $3,7 \times 10^{-4}$
N ₂	Cu	propre		$1,5 \times 10^{-6}$
N ₂	Cu	oxydé		$< 10^{-3}$
O ₂	Ni	propre	3	$4,5 \times 10^{-2}$
O ₂	Cu	propre		10^{-7}
O ₂	Cu	oxydé		10^{-6}

d'émission secondaire doit être inférieur à 10^{-4} pour obtenir un bon accord avec les mesures. Nous avons sélectionné les valeurs suivantes de γ pour les études présentées au chapitre IV : 10^{-4} , 3×10^{-4} et 10^{-3} .

III.4.8.10 Densités minimales de charges

Dans l'air ambiant, les rayons cosmiques et la radioactivité naturelle entretiennent une ionisation naturelle. Celle-ci maintient les densités de charges autour d'une valeur qui dépend de l'environnement. Rühling et al. (86) présentent l'influence de la densité initiale de charges (donc de source d'électrons germes) sur le déclenchement d'une décharge pointe-plan dans l'air. Dans le présent travail nous avons modélisé cette source d'électrons et de charges par un seuil minimal de densité de charges sur tout le domaine de calcul. D'après les travaux de Rühling et al. (86), les densités naturelles des ions $n_{\pm}^o$ sont comprises entre 10^3 et 10^4 cm⁻³. Dans la suite de ce travail, une étude de sensibilité autour de ces valeurs nominales sera effectuée.

III.4.8.11 Paramètres du fluide

La température est fixée à 23 °C, ce qui correspond à la température moyenne constatée pendant les expériences. La pression est prise égale à la pression standard ($1,013 \times 10^5$ Pa). La masse volumique de l'air est prise pour une atmosphère ayant 40 % d'humidité relative et 23 °C, condition moyenne des expériences, même si le modèle chimique ne tient pas compte de l'humidité : $\rho = 1,183$ kg m⁻³. La viscosité dynamique est prise égale à $\mu = 1,8318 \times 10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻¹.

Tous les paramètres nécessaires au modèle ont été présentés dans cette section. La section suivante présentera les méthodes utilisées pour réaliser les calculs.

III.5 Méthodes de calcul numérique

III.5.1 Méthode numérique

Pour résoudre les équations de la mécanique des fluides et les équations scalaires, FLUENT utilise la méthode des volumes finis. Le domaine de calcul est maillé en volumes de contrôle discrets. Les équations sont intégrées sur chaque volume de contrôle pour construire des équations algébriques pour les variables telles que la vitesse, la pression et les autres grandeurs scalaires. Enfin les équations discrétisées sont linéarisées pour être résolues. FLUENT donne le choix entre deux solveurs : l'un est basé sur la pression (Pressure Based Solver) et un autre sur les densités (Density Based Solver). La différence réside dans la manière par laquelle la pression est calculée ainsi que dans l'approche de linéarisation et de résolution des équations discrétisées. Les résultats obtenus avec les deux solveurs donnent des résultats très similaires. Nous avons opté pour la méthode basée sur la pression qui a été initialement développée et préconisée par FLUENT pour les écoulements à basse vitesse. La deuxième

méthode est généralement recommandée pour les écoulements compressibles, à plus haute vitesse.

Comme nous l'avons déjà précisé, le calcul est 2D et stationnaire. Dans la description des méthodes numériques utilisées, nous allons parler de volume et de face, bien que nous travaillions à deux dimensions : la 3^{ème} composante est prise égale à une unité de longueur.

III.5.2 Discrétisation des équations scalaires

FLUENT utilise la technique des volumes finis pour convertir les équations du problème en équations algébriques qui puissent être résolues numériquement. Illustrons ceci avec l'équation générale de transport III.1 :

$$\int_V \frac{\partial A_\phi \phi}{\partial t} dV + \oint \phi \vec{B}_\phi \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (\text{III.100})$$

Cette équation est intégrée sur chaque volume de contrôle V, résultant en une équation discrète exprimant la loi de conservation sur ce volume. L'équation discrétisée s'exprime :

$$\frac{\partial A_\phi \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \phi_f \vec{B}_{\phi,f} \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \vec{\nabla} \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V \quad (\text{III.101})$$

où l'indice "f" indique que la valeur est prise sur la face considérée, $\vec{A}_f$ est le vecteur surface de la face considérée et N_{faces} le nombre de faces de la cellule considérée. Cette équation contient les inconnues ϕ au centre de la cellule considérée et au centre de ses voisines directes (utilisées pour calculer les gradients). Ceci peut rendre l'équation non linéaire par rapport à ses inconnues. Elle est donc linéarisée pour s'écrire :

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (\text{III.102})$$

où a_p et a_{nb} sont les coefficients linéarisés pour ϕ et ϕ_{nb} , respectivement la valeur au centre de la cellule considérée et des cellules directement voisines. Le terme b contient les autres termes. On obtient ainsi un ensemble d'équations algébriques. Pour les équations scalaires, FLUENT résout ce système linéaire en utilisant un solveur d'équations linéaires implicite à l'aide d'une méthode multigrille, qui sera décrite dans la section III.5.5.

III.5.3 Discrétisation des équations de l'écoulement

De la même manière que les équations scalaires, les équations de l'écoulement sont également intégrées sur un volume élémentaire de contrôle :

$$\oint \rho \vec{u} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{III.103})$$

$$\oint \rho \vec{u} \vec{u} \cdot d\vec{A} = - \oint p \vec{I} \cdot d\vec{A} + \oint \vec{\tau} \cdot d\vec{A} + \int_V \vec{F} dV \quad (\text{III.104})$$

où $\vec{F}$ est le vecteur-force volumique général qui est, dans notre cas, la force de Lorentz.

Pour l'équation de quantité de mouvement, pour chaque composante de la vitesse, par exemple ici la composante selon l'axe x de vecteur directeur $\vec{i}$, on a :

$$a_p u_x = \sum_{nb} a_{nb} u_{x,nb} + \sum_{faces} p_f \vec{A}_f \cdot \vec{i} + S \quad (\text{III.105})$$

Les valeurs de pression et de vitesse stockées correspondent aux valeurs au centre des cellules. Dans l'équation algébrique III.105, ce sont les valeurs de la pression sur les faces qui interviennent. Il faut donc un schéma d'interpolation pour calculer la pression sur les faces (voir section III.5.6).

Pour l'équation de conservation de la masse, l'équation algébrique associée après intégration sur le volume de contrôle est :

$$\sum_f^{N_{faces}} J_f A_f = 0 \quad (\text{III.106})$$

où J_f est le flux de masse algébrique à travers la face f, $J_f = \rho \vec{u} \cdot \vec{n}$. À nouveau, on utilise une interpolation des valeurs au centre des cellules pour obtenir celles aux faces. Cette interpolation est réalisée en utilisant une moyenne pondérée se basant sur la quantité de mouvement et les coefficients a_p de sa discrétisation :

$$J_f = \rho_f \frac{a_{p,c_0} \vec{u}_{c_0} + a_{p,c_1} \vec{u}_{c_1}}{a_{p,c_0} + a_{p,c_1}} \cdot \vec{n} + d_f((p_{c_0} + (\nabla p)_{c_0} \cdot \vec{r}_0) - (p_{c_1} + (\nabla p)_{c_1} \cdot \vec{r}_1)) \quad (\text{III.107})$$

$$= \hat{J}_f + d_f(p_{c_0} - p_{c_1}) \quad (\text{III.108})$$

avec p_{c_0} , p_{c_1} , $\vec{u}_{c_0} \cdot \vec{n}$ et $\vec{u}_{c_1} \cdot \vec{n}$ respectivement la pression et la vitesse normale à la face f, prises au centre des cellules c_0 et c_1 adjacentes à la face f (voir figure III.11). d_f est fonction de la moyenne des coefficients a_p des cellules de chaque côté de la face et issus de l'équation algébrique de quantité de mouvement.

III.5.4 Couplage pression-vitesse

Si l'équation de quantité de mouvement est résolue par un champ de pression p^* , le flux aux faces J_f^* s'écrit :

$$J_f^* = \hat{J}_f^* + d_f(p_{c_0}^* - p_{c_1}^*) \quad (\text{III.109})$$

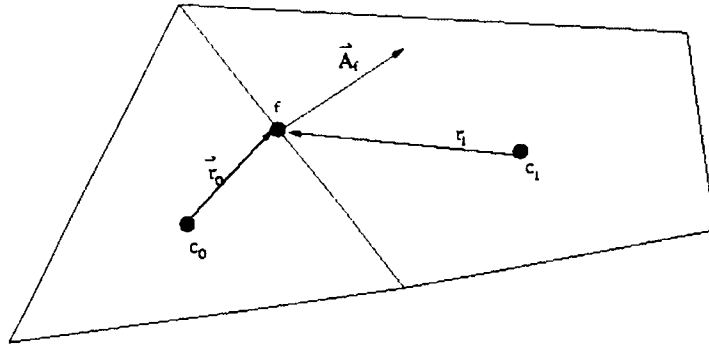


FIG. III.11 – Schéma de principe du calcul des coefficients des faces à partir des valeurs calculées au centre des cellules.

Le flux J_f^* ne satisfait pas l'équation de continuité. En conséquence une correction J_f' est additionnée de sorte que le flux corrigé :

$$J_f = J_f^* + J_f' \quad (\text{III.110})$$

satisfasse l'équation de continuité. On postule que J_f' s'écrit :

$$J_f' = d_f(p_{c_0}' - p_{c_1}') \quad (\text{III.111})$$

où p' est la correction de la pression. L'algorithme substitue ces deux équations de correction de flux dans l'équation de continuité discrète pour obtenir une équation discrète de la correction de la pression dans une cellule :

$$a_p p' = \sum_{nb} a_{nb} p_{nb}' + b \quad \text{avec} \quad b = \sum_f^{N_{faces}} J_f^* A_f \quad (\text{III.112})$$

L'équation de la correction de la pression est résolue par la méthode multigrille. La pression et le flux sont corrigés en écrivant :

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad \text{et} \quad J_f = J_f^* + d_f(p_{c_0}' - p_{c_1}') \quad (\text{III.113})$$

où α_p est le coefficient de sous-relaxation de la pression. Le flux corrigé J_f satisfait l'équation de continuité discrète à chaque itération.

En résumé, le couplage entre la pression et la vitesse est obtenu à partir de l'équation III.108. On en a tiré une condition supplémentaire sur la pression pour satisfaire l'équation de continuité de la masse III.106. La méthode a consisté à utiliser la relation III.113 entre la vitesse et les corrections de pression pour forcer la conservation de la masse et obtenir le champ de pression.

III.5.5 Méthode multigrille

Afin d'accélérer la convergence des calculs, FLUENT utilise un calcul des corrections sur une série de niveaux de mailles moins raffinées.

Les méthodes de résolution disponibles dans FLUENT sont soit celle de Gauss-Seidel soit ILU. Celles-ci suppriment rapidement les erreurs locales de la solution, en revanche elles agissent plus difficilement sur les erreurs globales (présentes sur plusieurs mailles), ce qui ralonge la convergence des calculs. La technique "multigrille" permet de supprimer ces erreurs globales en utilisant une succession de maillages moins raffinés. Les erreurs qui étaient globales dans la première maille, se trouvent être des erreurs locales sur un maillage plus grossier et donc elles sont supprimées par la méthode numérique utilisée. De plus, comme le coût des calculs à la fois en temps de calcul et en place mémoire décroît exponentiellement en fonction du nombre de mailles, c'est une méthode efficace pour éliminer les erreurs globales.

L'idée de cette méthode est la suivante. Considérons un système d'équations linéaires (ou linéarisées) données par :

$$A\phi_e + b = 0 \quad (\text{III.114})$$

où ϕ_e est la solution exacte. Avant que la solution ait convergé, il y a une erreur liée à la solution approchée ϕ :

$$A\phi + b = d \quad (\text{III.115})$$

On cherche donc la solution ψ de sorte que :

$$\phi_e = \phi + \psi \quad (\text{III.116})$$

on en déduit :

$$A\psi + d = 0 \quad (\text{III.117})$$

Cette équation pour la correction de la solution approchée est exprimée dans le maillage original. En supposant que les erreurs locales aient été effacées par le schéma numérique sur le maillage fin, la correction ψ sera plus efficacement résolue sur un maillage moins raffiné. Pour ce faire, il faut transférer l'erreur sur le nouveau maillage, y faire itérer les calculs de la correction et renvoyer la correction sur le maillage initial. On peut ainsi écrire que la correction $\tilde{\psi}$ du maillage grossier vérifie :

$$\tilde{A}\tilde{\psi} + R d = 0 \quad (\text{III.118})$$

avec $\tilde{A}$ l'opérateur du niveau moins raffiné et R l'opérateur transportant le maillage du niveau raffiné au grossier. L'actualisation de la solution sur le maillage raffiné devient :

$$\phi_{\text{nouveau}} = \phi + P\tilde{\psi} \quad (\text{III.119})$$

III.5.6 Discretisation spatiale

FLUENT enregistre les valeurs des scalaires ϕ au centre des cellules, mais les valeurs ϕ_f au niveau des faces sont nécessaires pour le calcul des termes de convection. Plusieurs schémas sont disponibles dans FLUENT.

Schéma du premier ordre (First-Order Upwind Scheme)

Dans cette première méthode, on suppose que la valeur au centre est une valeur moyenne valable pour toute la cellule. La valeur ϕ_f à la face est prise égale à celle du centre de la cellule en amont par rapport au sens du flux. Cette méthode facilite la convergence mais est peu précise et introduit de la diffusion numérique.

Schéma du second ordre (Second-Order Upwind Scheme)

Pour une précision du second ordre, cette méthode utilise un développement limité de la variable au centre de la cellule :

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \vec{r} \quad (\text{III.120})$$

où ϕ et $\nabla\phi$ sont la valeur et le gradient de la variable au centre de la cellule et $\vec{r}$ le vecteur joignant le centre de la cellule au centre de la face. Le calcul du gradient est présenté à la section III.5.7.

Schéma du troisième ordre (Monotone Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws)

Ce schéma résulte du précédent dans lequel on fait une moyenne pondérée des flux calculés par la méthode du second ordre pour chaque cellule de part et d'autre de la face.

$$\phi_f = \frac{\vartheta}{2}(\phi_1 + \phi_2) + \frac{(1 - \vartheta)}{2}(\nabla\phi_1 \cdot \vec{r}_1 + \nabla\phi_2 \cdot \vec{r}_2) \quad (\text{III.121})$$

La valeur de ϑ est calculée par FLUENT en fonction de la solution.

Lorsque des difficultés apparaissent dans les calculs, nous avons parfois commencé par utiliser la méthode du premier ordre pour les premières itérations avant de basculer vers une méthode plus précise (préconisation de FLUENT). Une comparaison des schémas numériques sera présentée dans la section III.6.1.

III.5.7 Calcul des gradients et des dérivées

Les gradients sont calculés au centre des cellules par la formule de Green-Gauss :

$$(\nabla\phi)_{c_0} = \frac{1}{V} \sum_f \phi_f \vec{A}_f \quad (\text{III.122})$$

Pour déterminer la valeur de la fonction ϕ au niveau de la face, deux méthodes sont disponibles. La première fait simplement la demi-somme des valeurs au centre de chaque cellule de part et d'autre de la face. C'est une méthode du premier ordre. La deuxième calcule la moyenne arithmétique des valeurs aux nœuds, elles-même obtenues par une moyenne pondérée des valeurs au centre des cellules entourant le nœud. Cette méthode permet d'obtenir la valeur aux nœuds par une fonction linéaire. La précision de cette méthode est du deuxième ordre.

Le champ électrique est calculé par le gradient du potentiel, et ses valeurs gouvernent la plupart des paramètres physiques du modèle. Il est important que le champ soit correctement calculé, nous avons donc choisi la méthode basée sur les valeurs aux nœuds.

III.5.8 Convergence des calculs

Afin de vérifier la convergence des calculs, il est nécessaire de suivre l'évolution de certaines grandeurs au cours des itérations successives. Il s'agit tout d'abord des résidus. On rappelle qu'après discrétisation, l'équation de conservation d'une variable générale ϕ sur la cellule P peut s'écrire

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (\text{III.123})$$

Le résidu est défini par

$$\mathcal{R} = \sum_{cells P} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \right| \quad (\text{III.124})$$

Il est en général difficile de juger de la convergence sur cette expression puisqu'il n'y a pas d'échelle pour comparer la valeur obtenue. FLUENT utilise un résidu "calibré" par un facteur qui rend compte du flux de la variable dans le domaine. Il est défini par

$$\mathcal{R} = \frac{\sum_{cells P} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \right|}{\sum_{cells P} |a_P \phi_P|} \quad (\text{III.125})$$

Pour l'équation de quantité de mouvement, $a_P \phi_P$ est remplacé par $a_P v_P$ où v_P est la norme de la vitesse sur la cellule P . Pour l'équation de continuité, le résidu non calibré est défini par

$$\mathcal{R}^c = \sum_{cells P} \left| \text{Taux de creation de masse dans la cellule } P \right| \quad (\text{III.126})$$

Le résidu calibré de l'équation de continuité est défini par :

$$\frac{\mathcal{R}_{iteration N}^c}{\mathcal{R}_{iteration 5}^c} \quad (\text{III.127})$$

où $\mathcal{R}_{iteration 5}^c$ est le plus grand des 5 premiers résidus non calibrés pour la continuité.

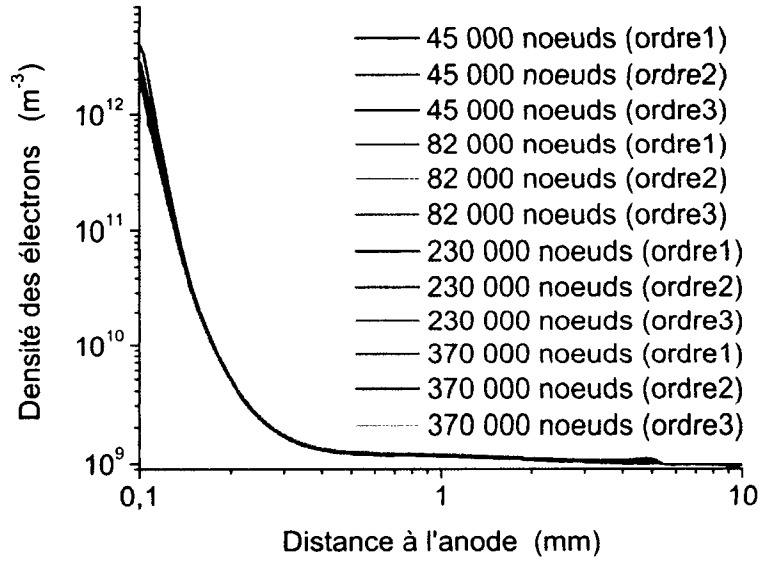
En général, lorsque les résidus ont diminué de trois ordres de grandeur, on peut considérer que le calcul est convergé. Cependant ce n'est pas un critère absolu. Il est possible qu'un résidu ne diminue pas de trois ordres de grandeurs, en particulier si la condition initiale n'est pas trop éloignée de la solution. Il est donc bon de suivre l'évolution des valeurs des grandeurs en certains points du domaine. Pour que le calcul ait convergé, il faut que ces valeurs se soient stabilisées. On peut considérer que la convergence est atteinte lorsque les résidus ont diminué de quelques ordres de grandeurs et que les valeurs des variables en certains points restent constantes sur les trois ou quatre premiers chiffres.

III.6 Validations

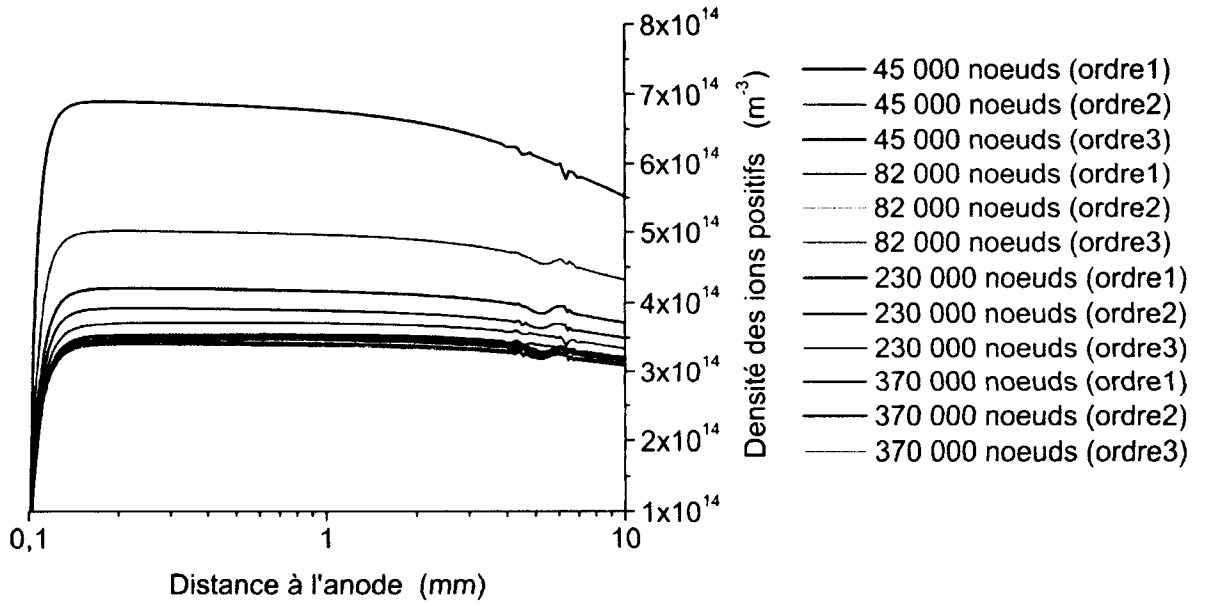
III.6.1 Raffinement du maillage et discrétisation spatiale

À proximité des électrodes, notamment celle de faible diamètre, les gradients sont très importants. Il est nécessaire de vérifier que le maillage est suffisamment raffiné dans ces zones et de bien choisir la méthode de discrétisation spatiale utilisée pour calculer les gradients. Nous présentons ici les calculs réalisés avec quatre maillages. La différence essentielle entre eux est la taille des mailles à proximité des électrodes. Le premier comporte 45000 nœuds, la première cellule à la surface de l'anode mesure $3,6 \mu\text{m}$, le deuxième 82000 nœuds, sa première cellule mesure $1,8 \mu\text{m}$, le troisième 230000 nœuds, sa première cellule mesure $0,9 \mu\text{m}$, et la dernière 370000 nœuds, sa première cellule mesure $0,5 \mu\text{m}$.

La figure III.12 présente les profils, selon l'axe du domaine de calcul entre les électrodes, des densités électroniques et des densité d'ions positifs, sur toute la plage de valeurs atteintes. Les paramètres physiques utilisés pour ce calcul sont ceux proposés par Chen et Davidson (19). La tension appliquée est de 10 kV. Chaque courbe correspond à un maillage et une méthode de discrétisation spatiale indiquée dans la légende. Sur cette première figure, nous avons tracé les résultats correspondant aux quatre maillages étudiés. Pour la densité électronique, nous voyons que les écarts sont négligeables dès que l'on s'éloigne de l'anode. Pour les courbes de densités d'ions positifs, les valeurs atteintes dès que l'on s'éloigne de l'anode restent stables et gardent leur écarts. Pour cette étude, nous allons donc nous focaliser sur les profils de densité d'ions positifs à proximité de l'anode. La figure III.13 montre que la méthode de discrétisation du premier ordre n'est pas convergée en maillage puisque les résultats évoluent encore de manière significative entre les maillages à 230000 et 370000 nœuds. Elle n'est donc pas retenue. En revanche, la figure III.14 montre peu de différences entre les méthodes de discrétisation du deuxième et du troisième ordre : l'écart est de 1% pour les maillages à 230 et 370 mille nœuds. Les profils de densité sont bien reproduits dès la deuxième maille. Les deux méthodes sont donc validées dans notre cas ; nous pouvons retenir la méthode du deuxième ordre. L'écart entre les maillages à 230 et à 370 mille nœuds



a)



b)

FIG. III.12 – Influence de la discrétisation spatiale sur (a) la densité des électrons et (b) la densité des ions positifs.

est de 3% pour la densité électronique à la surface de l'anode et à $20 \mu\text{m}$ de la surface pour les ions positifs (figure III.15). On peut considérer que le maillage à 370 milles noeuds

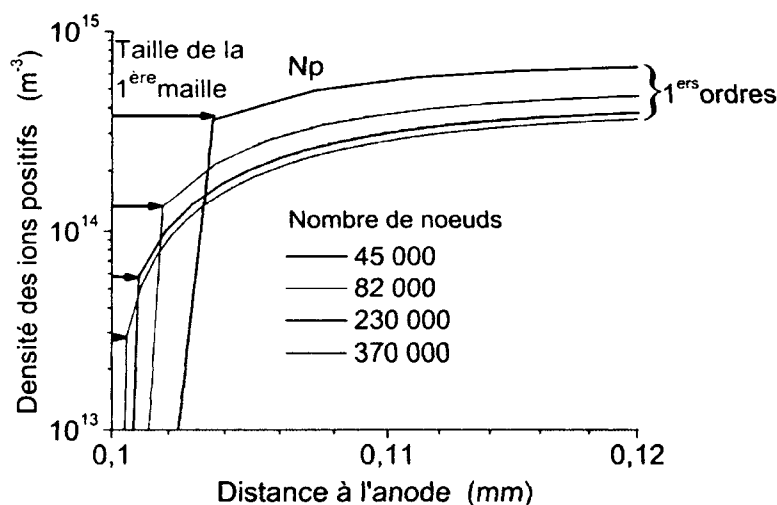


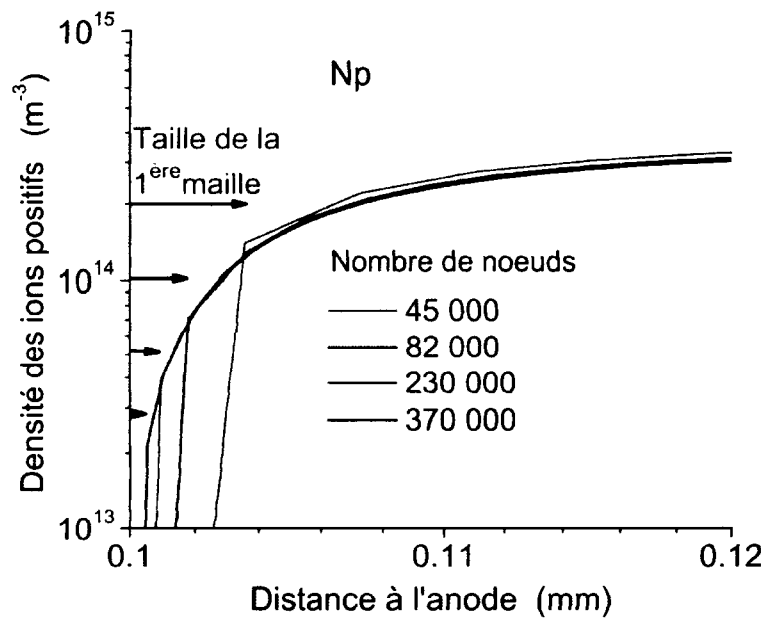
FIG. III.13 – Non convergence en maillage avec la méthode de discrétisation du 1^{er}.

est suffisamment raffiné : c'est celui que nous contenons pour la suite. Enfin nous avons vérifié que l'utilisation d'un demi-domaine respectant la symétrie du dispositif donnait des résultats égaux à quelques % près au cas d'un domaine entier. Nous avons donc travaillé sur un demi-domaine.

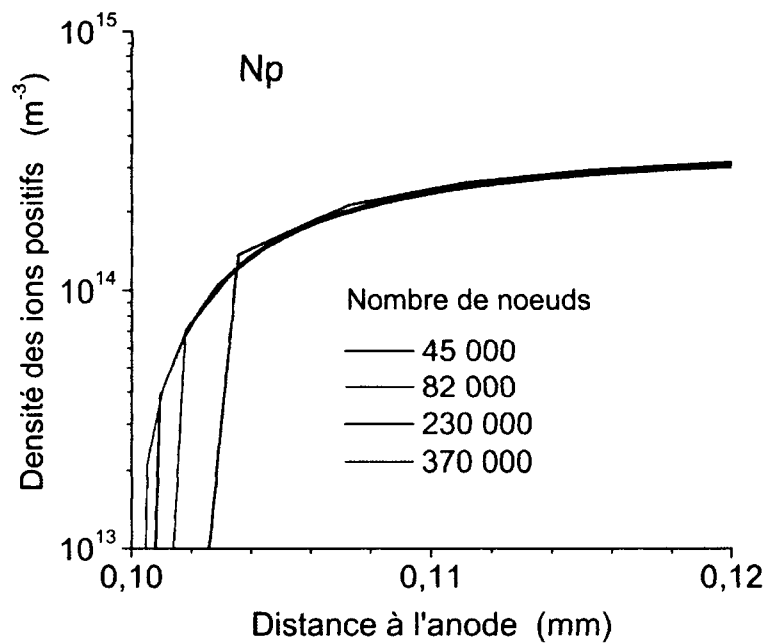
III.6.2 Validation de la partie électrostatique

La plupart des grandeurs physiques décrites précédemment dépendent directement du champ électrique. Il est donc essentiel de valider le calcul du champ électrique par FLUENT. Pour la configuration de deux fils infinis parallèles dont l'un est à la masse, il existe une expression analytique donnant le potentiel électrique et le champ électrique dans le vide en un point de coordonnées (x,y). Cette expression a été obtenue par Li et Uhm (45) en réalisant une transformée de l'espace (voir le livre de Staff et Snider (98) pour des explications sur cet outil mathématique) :

$$V(x, y) = -\frac{V}{2 \ln \left(\frac{G}{r_1} \right)} \ln \left[\frac{(x - Br_1)^2 + y^2}{(Bx - r_1)^2 + (By)^2} \right] \quad (\text{III.128})$$

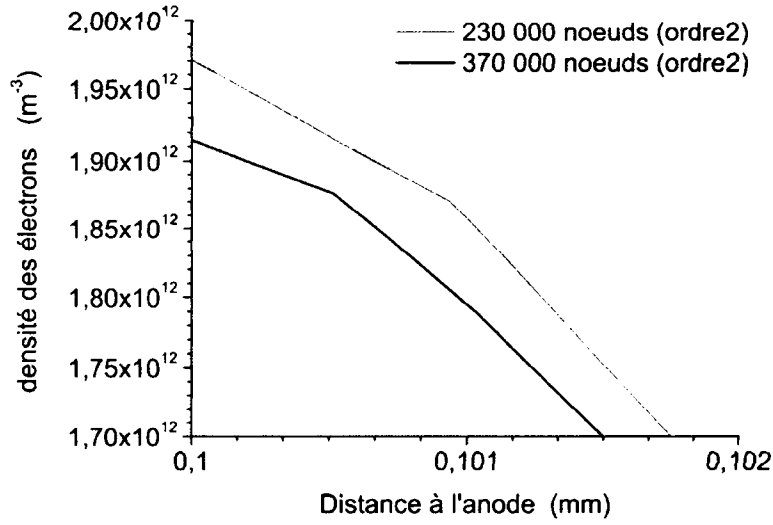


a)

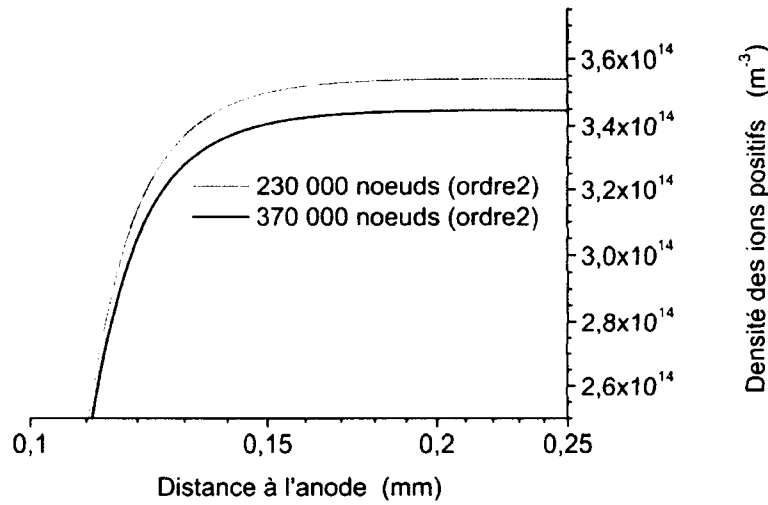


b)

FIG. III.14 – Convergence en maillage avec les discrétisation au (a) 2^{ème} et au (b) 3^{ème} ordre.



a)



b)

FIG. III.15 – Comparaison, pour la discrétisation d'ordre 2, des maillages à 230000 et 370000 noeuds sur (a) la densité des électrons et (b) la densité des ions positifs.

où r_1 est le rayon de l'électrode stressée, r_2 celui de l'électrode à la masse, d la distance inter-électrodes et :

$$B = \frac{CD + r_1^2 + \sqrt{(C^2 - r_1^2)(D^2 - r_1^2)}}{r_1(C + D)} \quad (\text{III.129})$$

$$G = \left| \frac{CD - r_1^2 - \sqrt{(C^2 - r_1^2)(D^2 - r_1^2)}}{C - D} \right| \quad (\text{III.130})$$

$$C = r_1 + d \quad \text{et} \quad D = r_1 + d + 2r_2 \quad (\text{III.131})$$

Le champ électrique le long de l'axe de symétrie du système s'exprime alors par :

$$E(x, y = 0) = - \left. \frac{\partial V(x, y)}{\partial x} \right|_{y=0} = \frac{V}{\ln\left(\frac{G}{r_1}\right)} \frac{(B^2 - 1)r_1}{(x - Br_1)(Bx - r_1)} \quad (\text{III.132})$$

La figure III.16 présente la comparaison du champ calculé par FLUENT dans le vide avec la formule analytique de Li et Uhm (45). Les courbes sont parfaitement superposées. La figure

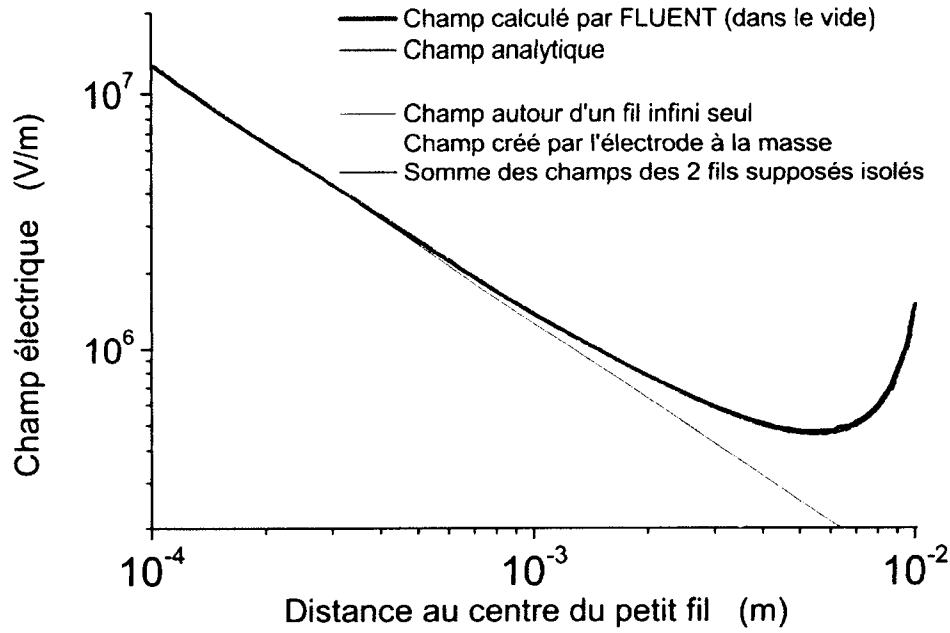


FIG. III.16 – Validation du calcul du champ électrique par FLUENT.

présente également le champ obtenu pour un fil seul. On voit que pour un fil de 0,1 mm de rayon, jusqu'à une distance de 1 mm du fil dans la configuration étudiée, le champ est très proche du cas d'un fil seul. À partir de 1 mm du fil, l'influence de l'autre électrode se fait sentir. La somme des effets des deux fils supposés isolés se superpose aussi aux courbes calculées par FLUENT et obtenues par la formule analytique.

Peek (75; 76) propose également une formule empirique donnant la valeur du champ électrique à la surface d'une électrode :

$$E(r) = 3.10^6 \zeta \left(\frac{T_o p}{T p_o} + 0,03 \sqrt{\frac{1}{r} \frac{T_o p}{T p_o}} \right) \quad \text{V/m} \quad (\text{III.133})$$

où T_o , p_o , T et p sont respectivement la température de référence, la pression de référence, la température et la pression. ζ est la rugosité de la surface de l'électrode ($\zeta = 1$ pour une

surface lisse). r est le rayon de l'électrode. Dans les conditions normales de pression et de température pour un rayon $r = 0,10$ mm, en prenant $\zeta = 1$, on obtient $E(r) = 12$ MV/m, ce qui est très proche des valeurs calculées, comprises entre 11 et 12 MV/m pour 9, 10, 12 et 13 kV. Morrow (68) montre que cette formule est aussi en accord avec ses calculs.

On conclut de ces comparaisons que le champ calculé par FLUENT est en très bon accord avec les résultats analytiques et calculés. Ceci valide son utilisation pour calculer correctement le champ électrique.

III.7 Conclusions

Ce chapitre a présenté le modèle développé au cours de ces travaux de thèse comprenant l'équations de Poisson, la continuité des électrons, des ions positifs et négatifs, la continuité de la masse et l'équation de Navier-Stokes. Celles-ci ont été résolues grâce au logiciel FLUENT et des modules programmables. Les équations ont été fermées par des coefficients représentant les propriétés physico-chimiques du dispositif, le déplacement des charges dans le gaz. Des conditions aux limites sont imposées à la surface des électrodes et à la frontière du domaine. Le calcul du champ électrique a été validé grâce à la comparaison avec une expression analytique. Enfin nous avons établi qu'un maillage à 370 000 nœuds (pour un domaine complet), dont les premières cellules à la surface de l'anode mesure $0,5 \mu\text{m}$ de côté, permet de rendre compte des phénomènes modélisés.

Chapitre IV

Résultats

Table des matières

IV.1 Résultats expérimentaux	93
IV.1.1 Aspect visuel des décharges positive et négative	93
IV.1.2 Influence de la polarité de la décharge sur la vitesse du vent ionique	95
IV.1.3 Choix de la tension absolue à imposer aux électrodes	96
IV.1.4 Effet du matériau des électrodes	97
IV.1.5 Dépendance du courant à la tension appliquée à l'anode : caractéristique courant-tension	99
IV.1.6 Dépendance de la vitesse du vent ionique au courant électrique	100
IV.1.7 Influence de la distance inter-électrodes sur la caractéristique courant-tension et la vitesse maximale	101
IV.1.8 Influence du diamètre des électrodes filaires	102
IV.2 Résultats numériques	107
IV.2.1 Analyse d'une configuration de décharge	107
IV.2.1.1 Potentiel et champ électrique	108
IV.2.1.2 Densités de charges	110
IV.2.1.3 Force	114
IV.2.1.4 Vitesse du vent ionique	116
IV.2.2 Sensibilité aux paramètres physico-chimiques du modèle	120
IV.2.2.1 Le coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique cathodique γ	120
IV.2.2.2 Les coefficients de mobilité des ions	124
IV.2.2.3 Les coefficients d'ionisation, d'attachement, de diffusion électronique et la mobilité électronique	127
IV.2.2.4 La densité ambiante de charges	129
IV.3 Comparaison expérience-simulation	133
IV.3.1 Effet de la mobilité des ions sur le vent ionique : Mesures de vitesse dans l'air, l'argon et l'hélium	133

IV.3.2 Caractéristique Courant-Tension	135
IV.3.3 Vitesse en fonction du courant et de la tension	135
IV.3.4 Profils de vitesse entre les électrodes dans les directions axiale et transversale	137
IV.4 Conclusion	139

À la suite des chapitres II et III qui ont présenté respectivement notre dispositif expérimental et notre modèle, ce chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques obtenus au cours des travaux de thèse. Nous commencerons par les résultats expérimentaux suivis des résultats numériques et nous terminerons par une comparaison entre les mesures et les simulations.

IV.1 Résultats expérimentaux

Suite à la réalisation du dispositif expérimental (voir section II.2) et à la mise en place des dispositifs de mesure (voir section II.3), nous avons mené une étude paramétrique de la décharge couronne et du vent ionique. Les paramètres sont la nature du matériau des électrodes, le diamètre des électrodes, la distance inter-électrodes, le courant, la tension, la polarité électrique et le gaz dans lequel est produit la décharge. On rappelle que les électrodes mesurent 20 cm de longueur et que le courant est donné pour cette longueur. On rappelle également que la caractéristique courant-tension est définie comme la relation qui donne le courant électrique en fonction de la tension appliquée (à l'anode dans notre cas, la cathode étant à la masse). Sauf mention contraire (pour les profils de vitesse en fonction de la position notamment), la vitesse est toujours donnée à mi-distance des électrodes le long de l'axe. Les études de l'influence de chacun de ces paramètres sur le vent ionique et la décharge couronne sont présentées successivement dans chaque sous-partie de cette section du chapitre.

IV.1.1 Aspect visuel des décharges positive et négative

Commençons par une observation visuelle de la décharge (figure IV.1). Celle-ci présente deux régimes :

- Le premier régime correspond à la décharge positive pour laquelle, quelle que soit la configuration (géométrique, électrique et gazeuse), nous avons toujours observé un halo lumineux uniforme violet entourant l'anode sur toute sa longueur. Son extension radiale est de l'ordre du dixième de mm. Son intensité lumineuse augmente avec le courant et la tension. Les mesures de tension et de courant à l'oscilloscope (voir la section II.4.1) indiquent un régime électrique constant dans le temps.

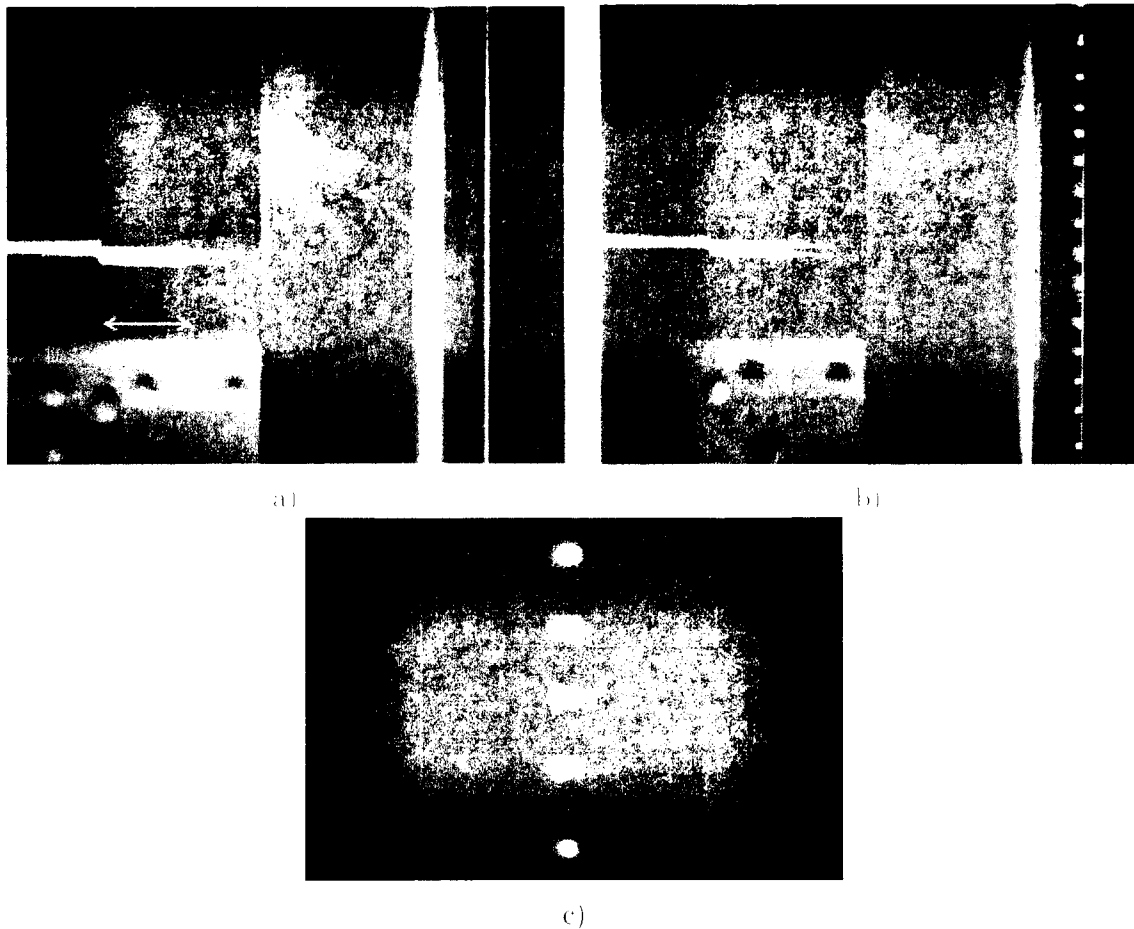


FIG. IV.1 – Photographies des décharges a) positive et b) négative en configuration fil-plaques parallèles (voir schéma figure II.7). c) est un grossissement de la décharge négative. Courant de 1,5 mA, tension de 14,5 kV.

- Le second régime correspond à la décharge négative pour laquelle on observe des points lumineux violets régulièrement espacés le long de la cathode stressée. Ces points sont l'extrémité de cônes lumineux violets de faible intensité et orientés vers l'anode. Ils sont visuellement stables et ils apparaissent accompagnés d'un sifflement aigu et d'un courant non-nul. Leur nombre et leur intensité lumineuse augmentent avec le courant et la tension. Les mesures de courant à l'oscilloscope (voir II.4.1) présentent des pics de courant superposés à une composante continue, indiquant la nature instable et répétitive du phénomène. Ces observations rejoignent les phénomènes décrits par Trichel (103).

Ce dispositif ne présente pas les régimes observés par Moreau et al. (63) et présentés à la section I.2.1.2 (points, couronne streamer, couronne lumineuse et filamentaire). Cependant, notre configuration n'est pas la même : une seule électrode est stressée et nous n'utilisons pas de diélectrique.

Ces observations montrent que les mécanismes mis en jeu dans la décharge ne sont pas les mêmes selon la polarité. Il est donc intéressant de comparer les vitesses de vent ionique mesurées pour chaque polarité.

IV.1.2 Influence de la polarité de la décharge sur la vitesse du vent ionique

Selon la polarité, les ions responsables du vent ionique ne sont pas les mêmes puisque dans la décharge positive, il s'agit d'ions positifs et dans l'autre cas d'ions négatifs. Généralement la décharge positive crée un vent ionique plus rapide que la négative ; nous l'avons vérifié dans notre configuration expérimentale. La figure IV.2 montre la vitesse du vent ionique, obtenue dans la configuration fil-plaques, en fonction du courant électrique (dans le cas négatif, il s'agit du courant électrique moyen puisque nous avons vu à la section II.4.1 que la décharge négative est instationnaire). Pour la décharge positive dans l'air, cette vitesse est toujours supérieure d'environ 40% au cas négatif. Même si, lors de cette mesure, le courant atteint avant le claquage est supérieur dans le cas négatif, la vitesse maximale du vent ionique maximal reste nettement supérieure avec la décharge positive. Ces écarts de vitesse sont également observés pour les autres configurations fil-fil étudiées et par Moreau et Touchard (67) en configuration pointe-grille. Raizer (79) propose une explication à la

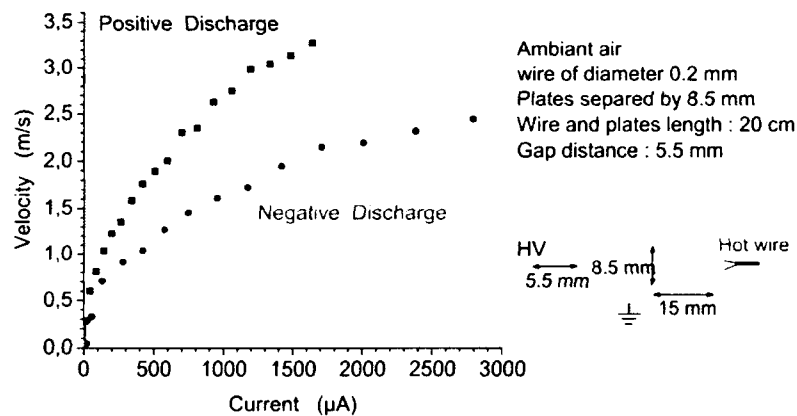


FIG. IV.2 – Vitesses mesurées par fil chaud pour les décharges positives et négatives obtenues en configuration fil-plaques.

plus grande efficacité de la décharge positive par rapport à la décharge négative. Dans la décharge positive, les électrons se déplacent dans un champ électrique croissant puisqu'ils se rapprochent de l'anode stressée. Ils sont donc de plus en plus énergétiques et par conséquent ionisent de plus en plus l'air. Et par effet d'avalanche, plus ils sont nombreux plus ils ionisent l'air. Dans la décharge négative, les électrons, au contraire, s'éloignent de la zone de fort

champ électrique. Leur action est donc de moins en moins importante. Pour un même champ électrique, les densités de charges sont plus élevées avec la décharge positive qu'avec la négative. Nous pensons plutôt à la raison suivante : dans le cas de la décharge négative, la vitesse a été tracée en fonction du courant moyen, or les pics de courant ne contribuent pas de manière significative au vent ionique, comme l'a montré Boeuf et al. (10) (voir section I.6.1). Cette dépendance au courant moyen est cependant intéressante car c'est elle qui donne le rendement du phénomène. Cette différence ne peut pas non plus s'expliquer par les différences de mobilité entre les ions positifs et négatifs (voir section III.4.8.6).

Puisque la décharge négative est moins intéressante pour le vent ionique, toutes les mesures présentées par la suite correspondent au cas de la décharge positive. En plus de la polarité de la tension, il est intéressant de déterminer la valeur optimale de tensions absolues à appliquer à chaque électrode. C'est l'objet de la prochaine section.

IV.1.3 Choix de la tension absolue à imposer aux électrodes

La figure IV.3 présente l'influence de la tension absolue appliquée à l'anode pour une différence de tension fixée (ici à 13 kV) entre les électrodes. La cathode est connectée à une autre alimentation haute-tension de polarité négative (au cours de cette thèse, c'est la seule fois que la cathode n'a pas été à la masse) de sorte que la différence de tension soit toujours de 13 kV. Les diamètres des électrodes (en cuivre) sont respectivement 0,2 et 2,0 mm. La distance inter-électrodes est de 10 mm. L'évolution du courant mesuré en fonction de la tension

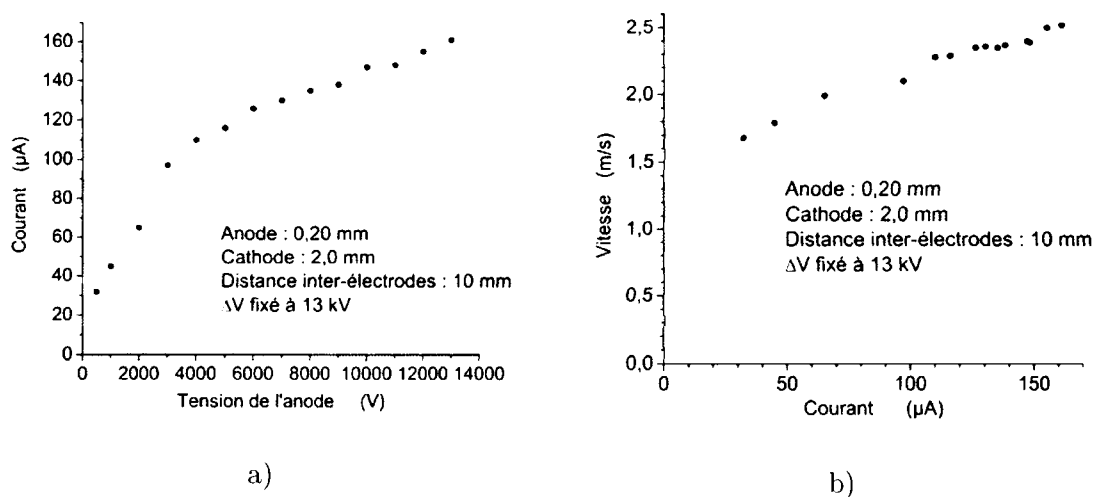


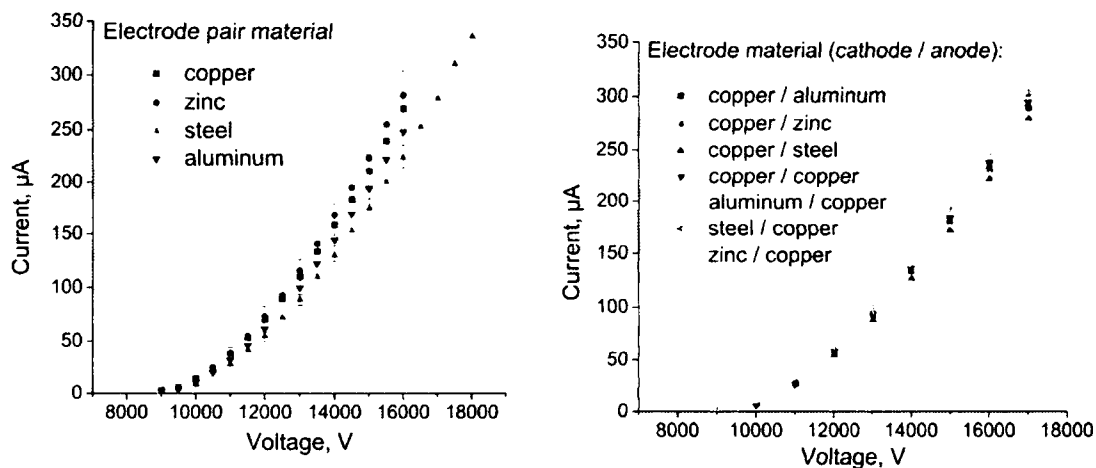
FIG. IV.3 – Influence de la tension absolue appliquée à l'anode pour une différence de tension entre les électrodes constante (13 kV) :

- a) Caractéristique courant-tension,
- b) Vitesse du vent ionique à mi-distance entre les électrodes.

appliquée à l'anode montre que l'ionisation est maximale lorsque la tension est maximale à l'anode. En conséquence la vitesse mesurée augmente avec la tension appliquée à l'anode. Cette étude montre que l'environnement électrique a une influence sur la décharge puisque son intensité change. La configuration la plus intéressante vis-à-vis du vent ionique, pour une différence de potentiel donnée, est donc d'utiliser une cathode à la masse et d'imposer "la totalité" de la différence de potentiel à l'anode. Dans la suite de ces travaux, la cathode a été maintenue à la masse.

IV.1.4 Effet du matériau des électrodes

Les visualisations présentées à la section IV.1.1 montrent que le plasma est créé à proximité de l'électrode stressée. Il interagit avec sa surface, entre autres pour générer le courant électrique circulant dans le dispositif. Il est important de savoir si, dans notre configuration, la nature du matériau joue un rôle dans le développement de la décharge, en raison des interactions charges-surface. La figure IV.4 présente des caractéristiques courant-tension en décharge positive obtenues pour la configuration d'une anode de diamètre 0,25 mm, d'une cathode de 2,0 mm, espacées de 10 mm et de longueur 20 cm. Les matériaux utilisés sont le cuivre, le zinc, l'acier et l'aluminium. Les barres d'erreur correspondent à une estimation de



a)

b)

FIG. IV.4 – Effet du matériau utilisé pour les électrodes. Anode et cathode de diamètres respectifs 0,25 et 2,0 mm, espacées de 10 mm et de longueur 20 cm.

Caractéristiques courant-tension :

a) pour des paires de matériaux (cuivre, zinc, acier, aluminium),

b) pour des matériaux différents pour chaque électrode (cuivre, zinc, acier, aluminium).

l'incertitude sur la distance inter-électrodes (voir figure IV.5). Plusieurs facteurs peuvent jouer sur la précision de l'écartement des électrodes sur toute leur longueur :

- Les tiges peuvent ne pas être parfaitement droites suite à leur manipulation, notamment dans le cas de l'aluminium.
- Les supports des fils sont difficiles à positionner de façon parfaitement parallèles. Sur 20 cm de longueur, une erreur de parallélisme très petite peut entraîner une variation d'écartement locale entre les électrodes de quelques dixièmes de mm aux extrémités. Cet écart peut apparaître lors du serrage des vis, à cause du jeu entre celles-ci et les supports,
- Les fils peuvent ne pas être parfaitement rectilignes sur 20 cm de longueur. De plus l'encoche de guidage des fils mesure 1 mm de largeur pour un diamètre de fil de 0,2 mm, ce qui ne permet pas d'avoir une précision optimale.

Nous avons estimé que cette incertitude peut atteindre environ $500\ \mu\text{m}$. La figure IV.5 présente les écarts de mesures sur la caractéristique, obtenus en modifiant de $500\ \mu\text{m}$ la distance inter-électrodes autour de la valeur $d = 10\ \text{mm}$. Les triangles vers le bas (bleus) de figure IV.5 correspondent au maximum des deux écarts et ces valeurs ont été utilisées pour les barres d'erreur de la figure IV.4. Comme on peut le constater, l'incertitude sur la caractéristique courant-tension augmente avec la tension. À 18 kV, elle est d'environ $40\ \mu\text{A}$.

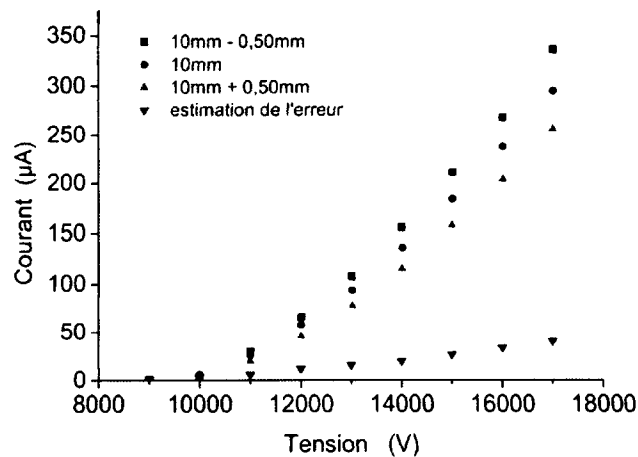


FIG. IV.5 – Sensibilité de la caractéristique courant-tension à la distance inter-électrodes autour de la valeur de 10 mm. Anode et cathode en cuivre de longueur 20 cm et de diamètres respectifs 0,25 et 2,0 mm.

Au vu de ces remarques, on peut conclure que les différences de caractéristiques mesurées pour les différents matériaux testés peuvent être liées aux incertitudes de mesures. La nature du matériau ne semble donc pas jouer de rôle significatif sur la production de charges par la décharge. Dans la suite de ces travaux, nous ne préciserons donc plus la nature des électrodes

utilisées. Des différences subsistent toutefois sur la tension maximale avant claquage (figure IV.4). Dans ces travaux, il n'a pas été réalisé d'étude plus précise, mais les premières essais et observations tendent à montrer que ces différences sont liées à l'état de surface du matériau et non à sa nature.

IV.1.5 Dépendance du courant à la tension appliquée à l'anode : caractéristique courant-tension

À la section précédente ainsi qu'à la section II.4.2, nous avons remarqué que la caractéristique présente une tendance parabolique sur la plage étudiée. Nous avons vérifié cette observation sur la figure IV.6 pour une anode et une cathode de diamètres respectifs de 0,40

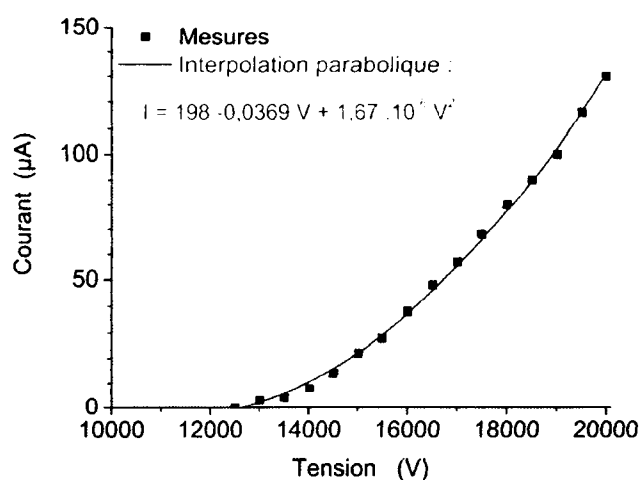


FIG. IV.6 – *Tendance parabolique de la caractéristique courant-tension. Anode de diamètre 0,40 mm, cathode de diamètre 2,0 mm. Distance inter-électrodes 15 mm.*

et 2,0 mm, espacées de 15 mm. La caractéristique courant-tension est donnée par l'équation empirique suivante :

$$I = 198 - 0,0369 V + 1,67 \times 10^{-6} V^2 \quad (\text{IV.1})$$

où I est le courant et V la tension appliquée à l'anode. Ces observations sont en accord avec les formules analytiques de Stuetzer (99) qui proposent une relation parabolique entre le courant et la tension pour une configuration fil-cylindre.

IV.1.6 Dépendance de la vitesse du vent ionique au courant électrique

Les sources de la bibliographie (Robinson (81),...) indiquent que la vitesse varie comme la racine carrée du courant. Nous avons vérifié figure IV.7 que cette dépendance est également vérifiée dans notre configuration. Dans le cas présenté sur la figure IV.7, l'anode stressée a un diamètre de 0,35 mm et la cathode un diamètre de 2,0 mm. La vitesse indiquée est mesurée à mi-distance des électrodes. Les deux fits tracés ont pour expressions respectives :

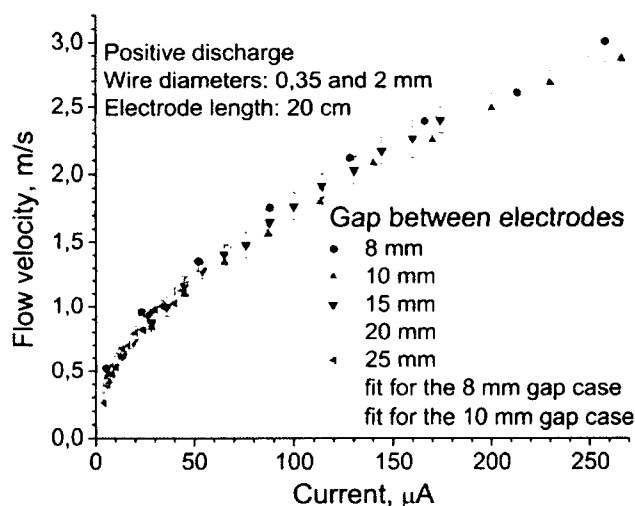


FIG. IV.7 – Vitesse du vent ionique à mi-distance des électrodes en fonction du courant. Anode de diamètre 0,35 mm, cathode de diamètre 2,0 mm.

$$u_{8\text{ mm}} = 0,218 I^{0,468} \text{ m/s} \quad \text{et} \quad u_{10\text{ mm}} = 0,148 I^{0,535} \text{ m/s} \quad (\text{IV.2})$$

Les exposants s'appliquant sur le courant I sont proches de 0,5 à moins de 10%, en accord avec Robinson (81).

D'autre part, la figure IV.7 indique également que cette dépendance au courant n'est pas fonction de la distance inter-électrodes : pour un courant donné, la vitesse à mi-distance des électrodes est la même quelle que soit la distance inter-électrodes. Voyons maintenant la dépendance de la caractéristique courant-tension et de la vitesse maximale en fonction de la distance inter-électrodes.

IV.1.7 Influence de la distance inter-électrodes sur la caractéristique courant-tension et la vitesse maximale

L'écartement des électrodes (gap en anglais) est un paramètre géométrique important puisqu'il modifie le profil de champ électrique, à l'origine de la décharge et de l'accélération des ions. La figure IV.8 présente, pour la configuration de deux fils de diamètres de 0,2 et 2,0 mm, les caractéristiques courant-tension depuis l'apparition du courant jusqu'au passage à l'arc. Le seuil d'apparition du courant ¹ augmente avec la distance inter-électrodes.

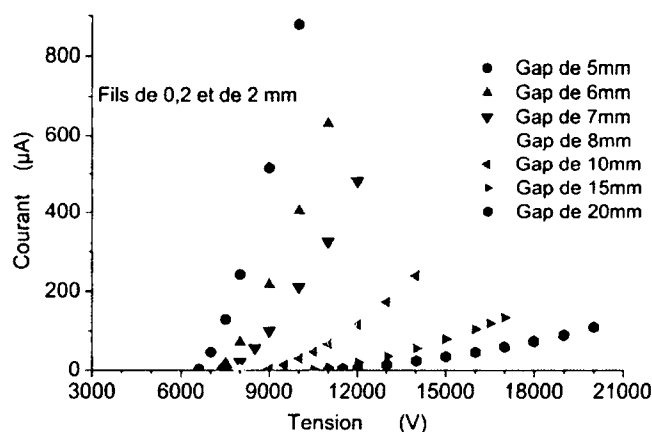


FIG. IV.8 – Influence de la distance inter-électrodes sur la caractéristique courant-tension. Configuration fil-fil. Diamètres respectifs : 0,2 et 2,0 mm.

Il en est de même du seuil de passage à l'arc (qui est relativement reproductible pour une campagne de mesure effectuées avec les mêmes électrodes). En revanche, on observe que le courant maximal avant claquage diminue avec l'écartement des électrodes. La figure IV.9 présente l'évolution du courant maximal atteint avant claquage (cercles rouges) et le champ électrique moyen entre les électrodes, défini comme la différence de potentiel appliquée divisée par la distance inter-électrodes (carrés bleus) en fonction de la distance inter-électrodes. Les cercles rouges montrent que dans la gamme de distances inter-électrodes étudiée, le courant maximal avant claquage augmente lorsque l'on diminue la distance inter-électrodes. Puisque la vitesse du vent ionique varie comme la racine carrée du courant indépendamment

¹Nous parlons ici de "seuil" d'apparition de courant mais il n'est pas certain qu'il s'agisse réellement d'un seuil. En effet nous nous sommes limités à la sensibilité de l'alimentation qui est de $1 \mu A$ et nous n'avons pas étudié ce qu'il se passait pour des courants plus faibles, considérés comme nuls. Il est fort probable qu'un courant non nul apparaisse pour une tension appliquée plus faible et qu'il augmente progressivement (et probablement de manière polynomiale voire exponentielle) avec la tension, mais en restant à des valeurs trop faibles pour être détectées. En effet, comme nous le verrons à la figure IV.22, la densité électronique (principale responsable du courant) calculée à la surface de l'anode augmente avec la tension appliquée et change d'ordre de grandeur.

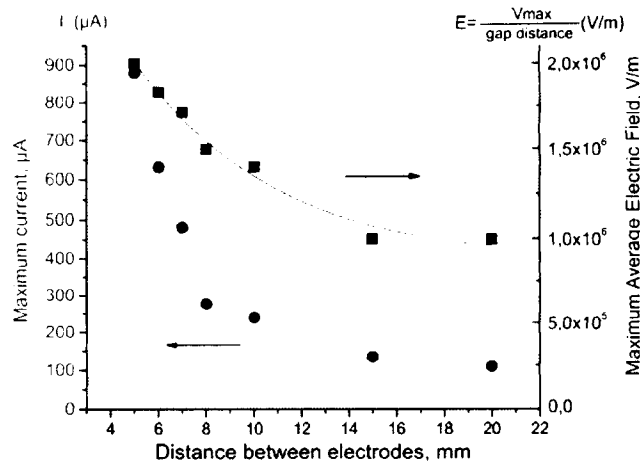


FIG. IV.9 – Influence de la distance inter-électrodes sur le courant et le champ électrique moyen maximaux. Configuration fil-fil. Diamètres respectifs : 0,2 et 2,0 mm.

de la distance inter-électrodes, la vitesse maximale est atteinte pour les plus faibles distances inter-électrodes sur la gamme étudiée. Ce résultat peut paraître surprenant puisque la tension de claquage diminue si l'on rapproche les électrodes (figure IV.8). L'espace inter-électrodes possède une résistivité liée à la présence de charges. Si l'on réduit la distance entre les électrodes, la résistance de cet espace diminue. Donc à tension donnée, le courant augmente quand on diminue la distance inter-électrodes, jusqu'à atteindre le passage à l'arc. Si la résistance diminue plus rapidement que la tension de claquage (moyenne), alors au final le courant maximal atteint augmente, ce qui est observé.

On en conclut que sur la gamme de distances inter-électrodes étudiée, il faut minimiser la distance inter-électrodes pour maximiser le vent ionique. En raison de difficultés de mesures de vitesse à proximité de l'anode, il n'a pas été possible de faire des mesures de LDV pour les plus courtes distances inter-électrodes (< à 6 mm). Étant donné que pour une distance nulle, le vent ionique ne peut se développer entre les électrodes, il doit exister une distance optimale qui maximise la vitesse. Cette distance optimale est étroitement liée à la géométrie des électrodes qui est un autre paramètre important de la décharge.

IV.1.8 Influence du diamètre des électrodes filaires

La comparaison entre le calcul par FLUENT et des formules analytiques, réalisée à la section III.6.2, montre que le champ électrique, à proximité des électrodes cylindriques, ne dépend que de la distance à leur axe. Comme le taux d'ionisation dépend exponentiellement du champ électrique, le diamètre des électrodes est un paramètre géométrique important tout comme la distance inter-électrodes. Nous présentons successivement ici les effets du

diamètre de l'anode et de la cathode.

Diamètre de l'anode

La figure IV.10 présente les caractéristiques courant-tension obtenues pour une cathode de diamètre fixé à 2,0 mm et pour les diamètres d'anode indiqués. Les mesures ont été effectuées pour des distances inter-électrodes de 6 et 12 mm. Lorsque l'on diminue le diamètre

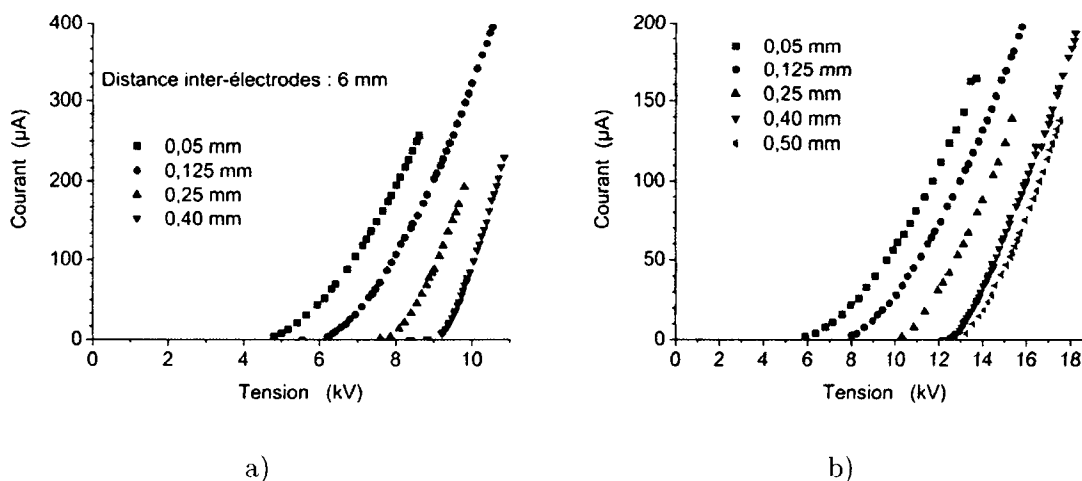


FIG. IV.10 – Influence du diamètre de l'anode stressée sur la caractéristique courant-tension pour une distance inter-électrodes de a) 6 mm et b) 12 mm. Diamètre de la cathode : 2,0 mm.

de l'anode, le seuil de tension d'apparition du courant diminue, c'est-à-dire que l'ionisation débute à plus faible tension. En revanche on peut difficilement interpréter les valeurs maximales de courant. Comme expliqué à la section II.4.2, le passage à l'arc est très sensible à l'état de surface de l'électrode (qui change lorsque l'on change la pièce). Le courant augmentant rapidement avec la tension appliquée, une variation modeste de la tension de claquage produit une variation importante du courant maximal. Au cours de ces mesures, les tensions de claquage obtenues ne sont pas reproductibles. Une étude plus approfondie de l'effet de la surface du matériau (rugosité,...) pourrait être envisagée dans des travaux ultérieurs.

Si le diamètre de l'anode a une influence importante sur la caractéristique courant-tension, en revanche, la dépendance de la vitesse en fonction du courant (figure IV.11) est peu sensible au diamètre de l'anode. Ceci peut s'expliquer ainsi : le diamètre de l'anode joue sur le champ électrique et l'ionisation à proximité de sa surface et donc sur le courant. En revanche, pour un courant donné, le champ électrique entre les électrodes varie peu lorsque l'on change le diamètre de l'électrode. Comme la force est le produit de la densité de charges (liée au courant) et du champ électrique, la force varie peu. Il en est donc de même de la

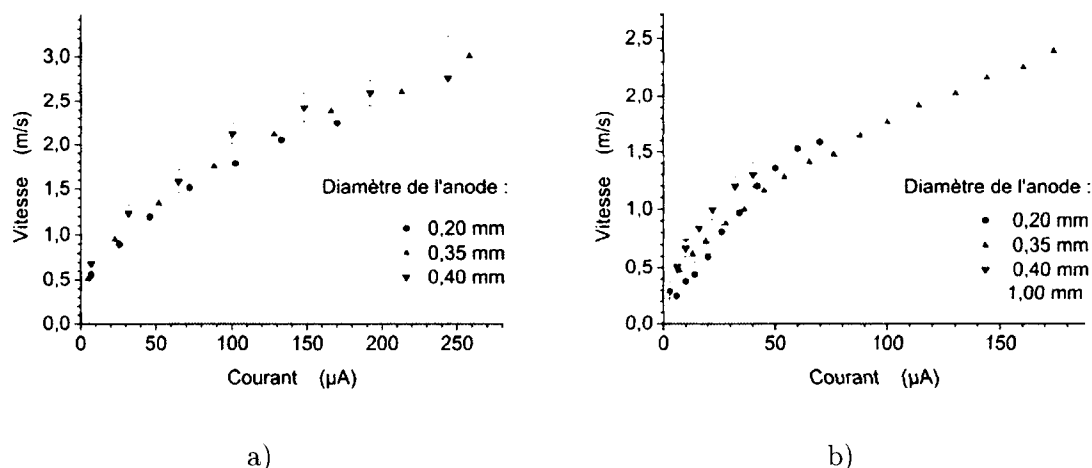


FIG. IV.11 – Influence du diamètre de l'anode stressée sur la vitesse en fonction du courant pour une distance inter-électrodes de a) 8 mm et b) 15 mm.

vitesse. Pour le diamètre anodique maximal étudié de 1 mm, le champ électrique à proximité de l'anode est le plus faible de tous les cas étudiés. À niveau d'ionisation (courant) constant, il faut donc atteindre des tensions importantes par rapport aux autres diamètres utilisés, de sorte que le champ entre les électrodes est également plus important, amplifiant la force. La vitesse s'en trouve supérieure. Cependant, il a été en général observé que le courant maximal, et donc que la vitesse maximale, est inférieur pour les rayons plus élevés.

En résumé, le diamètre de l'anode a une influence notable sur la caractéristique courant-tension de la décharge positive mais influence peu la vitesse à courant donné.

(au moins pour $r_{anode}/r_{cathode} \leq 0,5$)

Diamètre et forme de la cathode

Pour étudier l'influence de la géométrie de la cathode, nous avons à la fois modifié son diamètre et sa forme en l'allongeant.

La figure IV.12 présente les caractéristiques courant-tension et la vitesse en fonction du courant, obtenues pour une cathode composée d'une tige de 2 ou 5 mm de diamètre. Il apparaît qu'une augmentation du diamètre de la cathode entraîne une augmentation du courant à tension donnée, ainsi qu'une légère diminution du seuil d'apparition du courant. La tension maximale avant claquage, ainsi que le courant maximal semblent aussi nettement augmenter. Ces observations sont valables pour toutes les mesures avec une cathode de fort rayon ; on ne peut toutefois pas tirer de conclusions fiables de ces observations car ce ne pourrait être qu'un effet d'état de surface.

La vitesse quant à elle est légèrement réduite, en raison de l'obstacle plus important que représente la cathode de 5 mm pour l'écoulement. Ceci s'observe clairement sur les profils

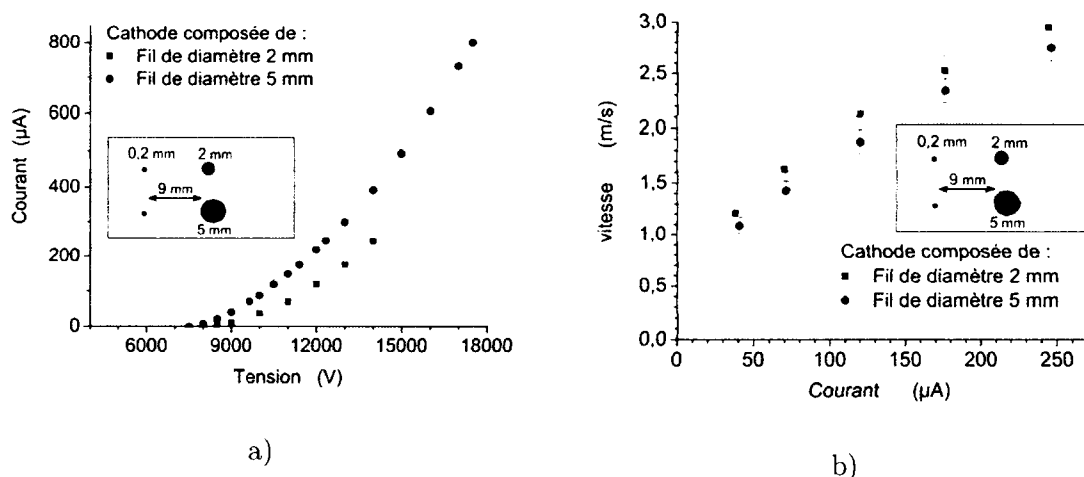


FIG. IV.12 – Influence du diamètre de la cathode a) sur la caractéristique courant-tension et b) sur la vitesse en fonction du courant.

de la figure IV.13. Dans les deux cas, l'incertitude sur les vitesses augmente lorsqu'on s'approche de la cathode car le dispositif LDV intègre les vitesses sur une zone transverse à l'écoulement de longueur de 1 mm ; sur ce volume, certaines lignes de courant ne sont pas parallèles à l'axe de l'écoulement car celui-ci contourne la cathode. De là est née l'idée d'utiliser deux plaques (figure II.7) symétriques par rapport à l'axe du dispositif pour permettre à l'écoulement de ne pas être ralenti par l'obstacle constitué par la cathode.

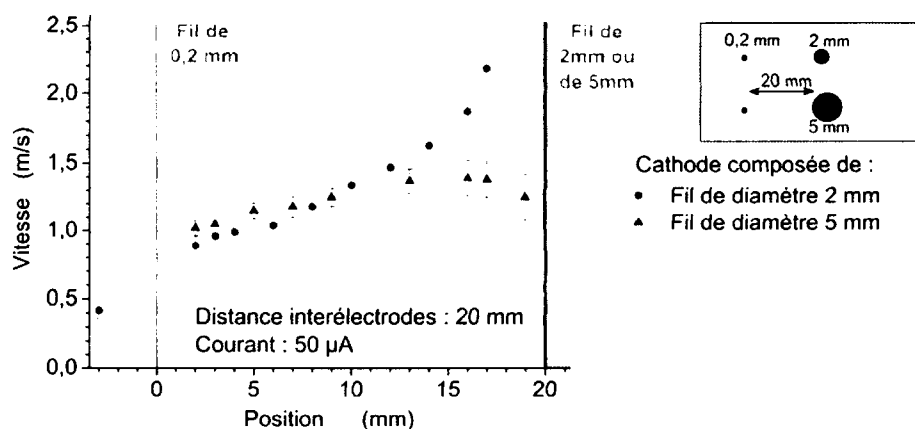


FIG. IV.13 – Influence du diamètre de la cathode sur la composante de vitesse selon l'axe inter-électrodes.

La figure IV.14 présente les caractéristiques courant-tension et la vitesse en fonction du courant, obtenues pour une cathode composée de 1 à 3 tiges cylindriques de diamètre

2,0 mm accolées (simulant en première approximation une plaque de longueur variable) et une anode de diamètre 0,2 mm. La configuration est illustrée par un schéma sur la figure IV.14. La distance inter-électrodes est ici de 9 mm (bien qu'il soit indiqué à la section précédente que le vent ionique est plus élevé pour de faibles distances inter-électrodes, des difficultés de mesure de vitesse près de l'anode font qu'il était plus aisé de mener cette étude pour des distances de l'ordre du cm). À tension donnée, le courant augmente avec l'allongement de la cathode, ce qui modifie légèrement la caractéristique (figure IV.14a). (Les tiges supplémentaires sont simplement rajoutées sans démontage du dispositif : les remarques de la section IV.1.4 à propos des incertitudes sur la caractéristique courant-tension ne sont pas valables ici). En revanche, à courant donné, la vitesse à mi-distance est la même (figure IV.14b). Cette étude a apporté l'idée qu'une cathode allongée, c'est-

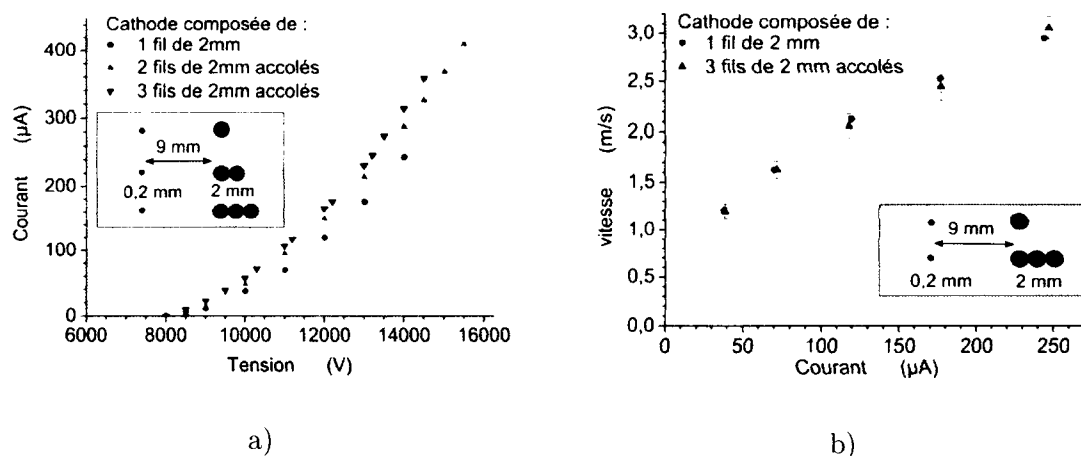


FIG. IV.14 – Influence de la forme de la cathode a) sur la caractéristique courant-tension et b) sur la vitesse en fonction du courant.

à-dire une plaque est intéressante pour le vent ionique puisqu'elle permet d'atteindre des courants plus élevés. On remarque toutefois que l'augmentation de vitesse entre 1 et 2 tiges est supérieure à l'augmentation entre 2 et 3 tiges ce qui indique que l'effet de l'allongement diminue. Cet effet de plaque pourrait être lié à une modification des lignes de champ, qui deviendraient plus parallèles à l'écoulement et produirait plus d'entraînement. Une autre explication pourrait être qu'une fraction des espèces chargées échapperait à l'attraction du premier fil et serait accélérée par les lignes de champ correspondants aux fils suivants.

L'augmentation du courant (c'est à dire des densités) avec le diamètre ou la forme de la cathode ne semble pas liée à une éventuelle augmentation du bombardement ionique avec le diamètre. En effet, le champ électrique à proximité de la surface de la cathode diminue avec le diamètre de celle-ci et a fortiori la vitesse des ions bombardant la cathode, ce qui aurait plutôt tendance à diminuer l'éventuelle émission secondaire.

En conclusion, une cathode de fort diamètre favorise le courant et donc le vent ionique.

Cependant comme elle présente un obstacle en configuration fil-fil, il peut être intéressant d'utiliser deux cathodes symétriques par rapport à l'axe du dispositif pour laisser le vent ionique s'écouler entre les deux. Remarquons que pour une application à l'aéronautique, les électrodes seraient incrustées dans le profil donc l'écoulement ne seraient pas gêné par la cathode.

En conclusion de cette étude paramétrique du dispositif, il est préférable d'utiliser une décharge positive pour générer du vent ionique avec une cathode à la masse et l'anode à la haute tension. Le matériau ne semble pas avoir d'influence notable sur la vitesse du vent ionique. La vitesse du vent ionique mesurée dépend essentiellement du courant traversant le dispositif. Les paramètres géométriques modifient la caractéristique courant-tension ainsi que le courant maximal atteint avant passage à l'arc. Ce maximum diminue avec la distance inter-électrodes et augmente avec le rayon de la cathode. Dans les sections suivantes, nous allons présenter les résultats de modélisation afin de déterminer l'influence sur le vent ionique des paramètres physico-chimiques.

IV.2 Résultats numériques

Les résultats présentés ici ont été obtenus avec le logiciel FLUENT et la méthode de simulation décrite au chapitre III. Ils correspondent tous à la configuration suivante : une anode de diamètre 0,2 mm portée à une haute tension positive et une cathode de diamètre 2,0 mm à la masse, espacées de 9 mm. Nous commencerons par présenter les différents profils des grandeurs calculées par le modèle. Puis nous étudierons l'influence de paramètres physico-chimiques, à savoir, l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique, la mobilité ionique et électronique, le taux d'ionisation, le taux d'attachement, le coefficient de diffusion électronique et les densités de charges ambiantes. Il est à remarquer que les courbes tracées ne correspondent pas forcément à un choix de paramètres optimaux puisque les paramètres choisis à l'initiation du développement du modèle n'étaient pas optimaux et et que l'étude de chacun d'eux a été réalisée successivement. Enfin nous comparerons les calculs, réalisés avec les paramètres physico-chimiques estimés optimaux à ce stade de développement du modèle, aux résultats expérimentaux pour la caractéristique courant-tension et les vitesses (dépendance au courant et à la tension ; profils).

IV.2.1 Analyse d'une configuration de décharge

Cette section se propose de présenter les grandeurs calculées dans une configuration paramétrique donnée et d'étudier leur évolution avec la tension appliquée à l'anode. Au chapitre III, nous avons présenté les paramètres physico-chimiques utilisés par différents auteurs de la bibliographie. Les calculs présentés ici ont été obtenus avec les taux d'ionisation, taux

d'attachement, coefficients de diffusion et mobilité électronique obtenus avec Bolsig (1). Les mobilités des ions positifs μ_+ et négatifs μ_- ont été prises respectivement égales à $2,5$ et $2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Le bombardement ionique est négligeable dans un premier temps. La densité minimale d'électrons et d'ions est de 1000 par cm^3 . Les taux de recombinaison électrons-ions positifs k_{ep} et ions négatifs-ions positifs k_{np} sont pris respectivement égaux à 10^{-13} et $2 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$.

IV.2.1.1 Potentiel et champ électrique

Les profils de potentiel et de champ électrique sur l'axe entre les électrodes sont présentés sur la figure IV.15 pour quatre valeurs de tensions appliquées à l'anode : 9, 10, 12 et 13 kV. Les

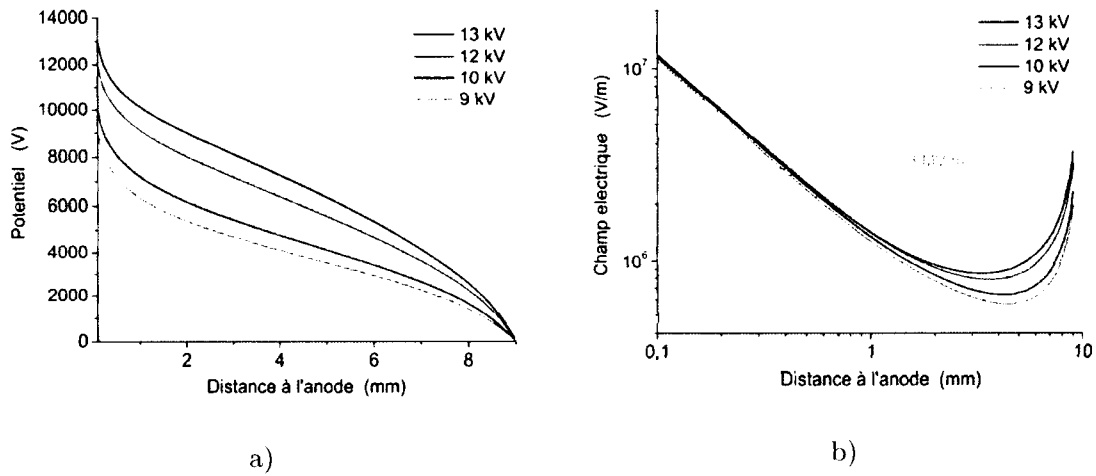


FIG. IV.15 – Comparaison, le long de l'axe du dispositif, a) des profils de potentiel et b) de champ électrique calculés pour différentes tensions appliquées. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

courbes de potentiel partent chacune de la valeur imposée à l'anode pour atteindre 0 V à la cathode. Le gradient de potentiel entre les électrodes est d'autant plus fort que le potentiel imposé à l'anode est élevé. Les profils de champ électrique sont très proches sur le premier millimètre en partant de la surface de l'anode, même s'ils augmentent très légèrement avec la tension ($< 10\%$ entre 9 et 13 kV). Dans cette zone, le champ électrique décroît d'environ 10 MV/m à $1,3 \text{ MV/m}$, soit d'un ordre de grandeur, pour les quatre valeurs de tension appliquées. Au delà de 1 mm, le champ électrique local augmente nettement avec la tension appliquée. À mi-distance des électrodes (5 mm), il y a un facteur 1,6 entre les courbes associées à 9 et 13 kV. Le seuil d'ionisation, correspondant à un champ de 3 MV/m dans l'air à pression atmosphérique (voir la figure III.4) est tracé sur la figure IV.15. Pour cette configuration, il est dépassé en deçà d'une distance de 0,4 mm du centre de l'anode pour

toutes les tensions appliquées, et à proximité de la cathode pour les tensions appliquées de 12 et 13 kV.

La figure IV.16 présente la comparaison du champ électrique dans le vide et en présence de charges d'espace pour les valeurs de tension appliquée 9, 10, 12 et 13 kV. Plus la tension appliquée augmente, plus l'écart est important. Comme nous le verrons à la figure IV.19, la densité élevée de charges positives entre les électrodes réduit le champ électrique au voisinage de l'anode. En revanche, entre les électrodes, le champ en présence de charges est plus important.

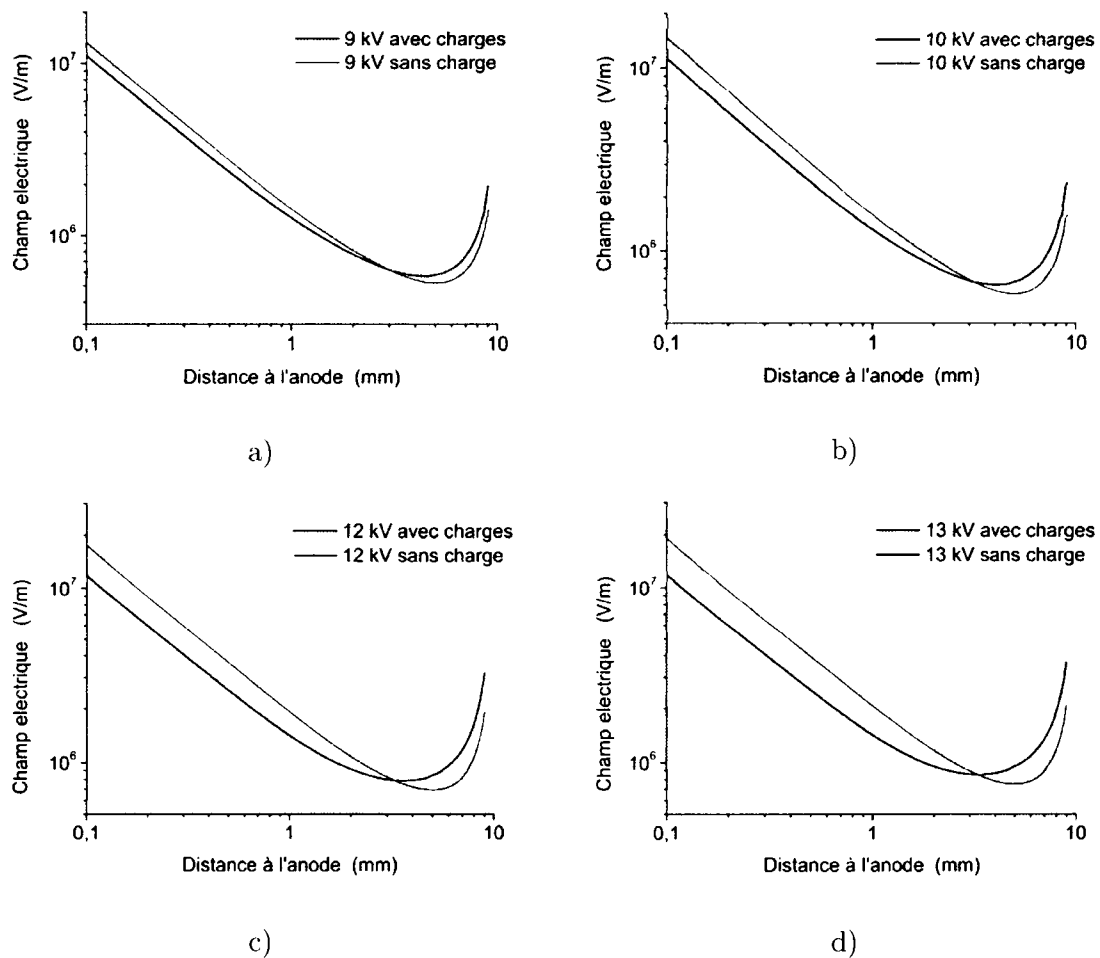


FIG. IV.16 – Comparaison, le long de l'axe du dispositif, des champs électriques (V/m) calculés dans le vide et en présence de charges, pour différentes tensions appliquées. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

Les figures IV.17 et IV.18 présentent le potentiel et le champ électrique en deux dimensions correspondant à une tension appliquée de 13 kV. On remarquera qu'à proximité de l'anode,

les deux grandeurs présentées sont très proches de la symétrie cylindrique, ce qui justifie notre choix de maillage.

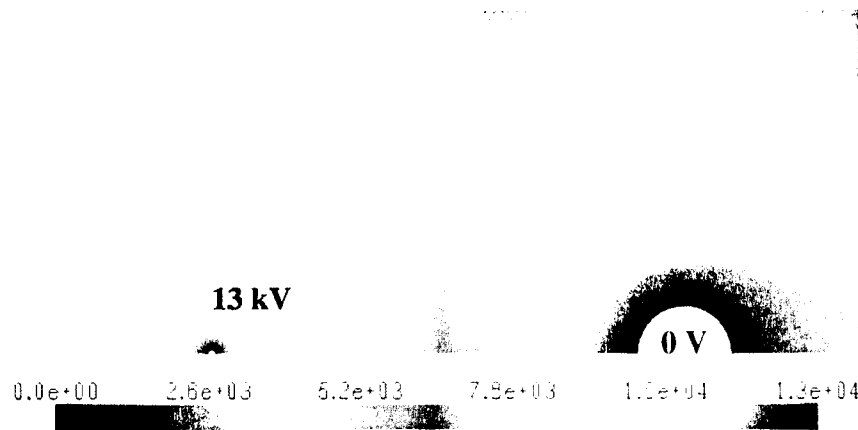


FIG. IV.17 – Profils 2D du potentiel électrique (V) pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

IV.2.1.2 Densités de charges

Le présent modèle contient trois espèces chargées : les électrons, un type d'ion positif et un type d'ion négatif. Leur profil le long de l'axe entre les électrodes est présenté à la figure IV.19. La tension est de 13 kV, le courant de $852 \mu A/m$. La densité électronique augmente au voisinage de l'anode en raison de l'ionisation. Elle chute rapidement avec la distance à l'anode puisque le champ électrique (donc l'ionisation) est maximal à la surface de l'anode et qu'il tend à attirer les électrons vers l'anode (les lignes de champs, suivies par les charges, se concentrent à l'électrode). Hors de la zone d'ionisation ($> 0,4$ mm), la densité électronique n'est plus qu'un ordre de grandeur supérieure à la densité minimale. La densité des ions positifs augmente d'environ sept ordres de grandeur entre la surface de l'anode et une distance de $5 \mu m$, soit environ cinq mailles. On pourrait se demander s'il serait bénéfique d'augmenter encore le nombre de mailles au voisinage de l'anode. Cependant, les temps de calcul deviendraient très long. De plus le modèle de dérive-diffusion ne serait plus valide pour des distances aussi petites. Il faut noter toutefois que la densité maximale des ions varie très faiblement avec le raffinement du maillage dès que la longueur de la maille est inférieure à $2 \mu m$. Le choix du taux d'attachement n'étant probablement pas encore optimal, le profil de densité d'ions négatifs est perfectible et probablement à considérer d'un œil critique. Toutefois, voici quelques remarques. À la cathode, la densité d'ions négatifs augmente rapidement en s'éloignant sur le premier mm. Vraisemblablement le champ électrique est suffisant pour que l'attachement se produise près de la cathode mais également pour entraîner rapidement les ions négatifs qui sont repoussés par l'électrode.

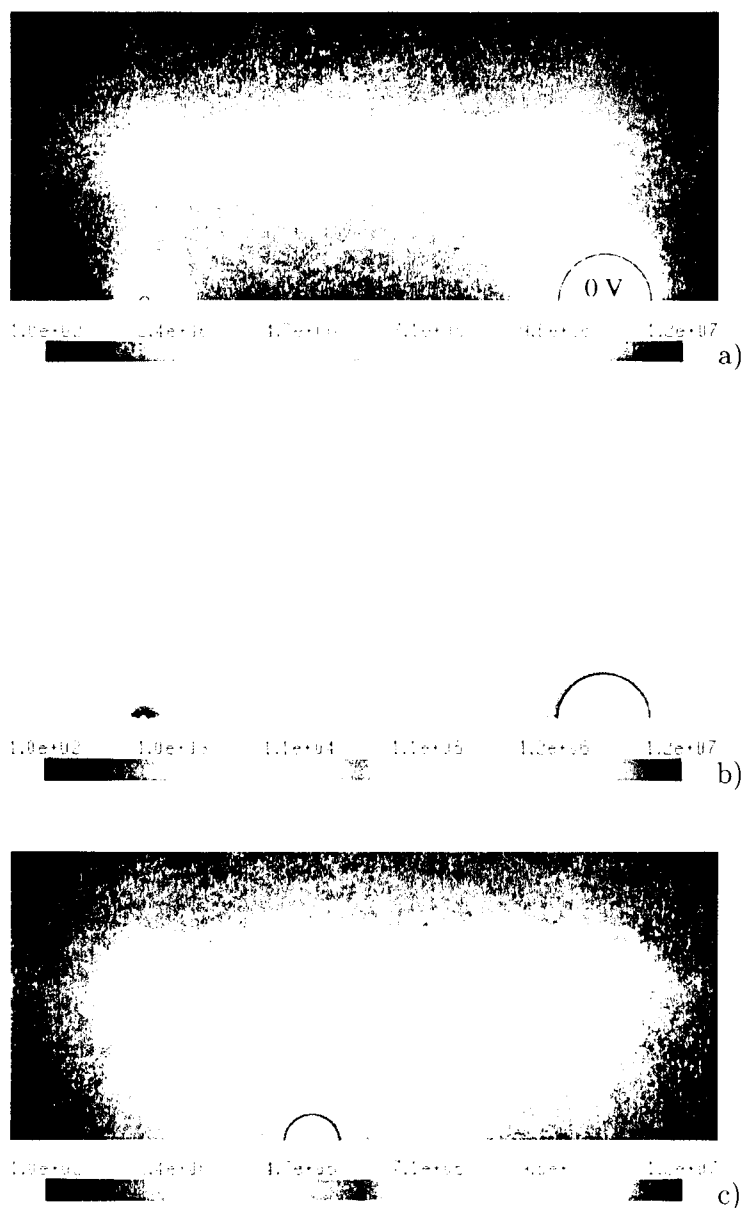


FIG. IV.18 – Profils 2D du champ électrique (V/m) pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. a) échelle linéaire, b) échelle logarithmique, c) zoom autour de l'anode, échelle linéaire.

Entre les électrodes, leur densité diminue très légèrement, ce qui suggère un élargissement de la zone chargée au cours de laquelle se produisent des recombinaisons ion-ion. À moins d'un mm de l'anode, la densité d'ions négatifs diminue, probablement sous l'effet de la détachement électronique. Elle augmente à nouveau en s'approchant de l'anode par l'attachement (puisque la densité électronique augmente fortement) et le confinement lié aux lignes de champs suivies par les charges. On observe que la montée (dirigée vers l'anode) des

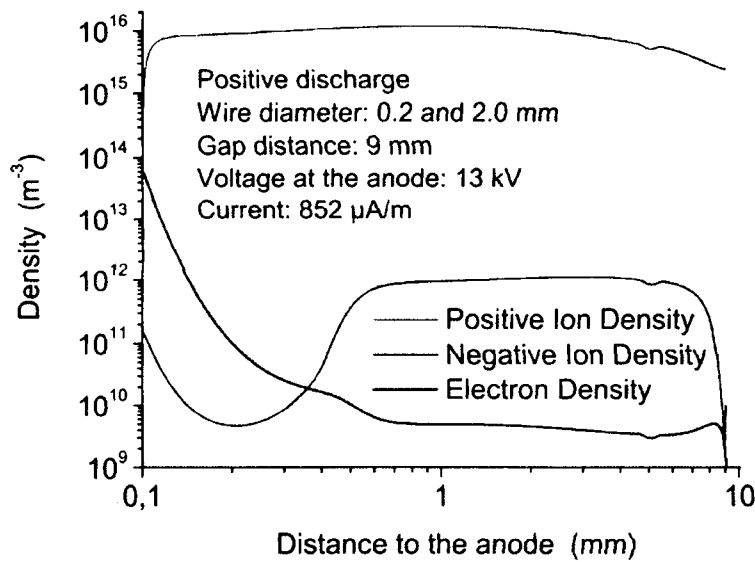


FIG. IV.19 – *Profils de densités de charges le long de l'axe du système. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. La tension est de 13 kV et le courant de 852 μA .*

densités électroniques correspond à la position ($\approx 0,5$ mm) de la baisse des densités d'ions négatifs ce qui montre l'action du détachement électronique sur les densités. Si la densité électronique ne remonte pas autant que baisse la densité d'ions négatifs, c'est probablement sous l'effet de la recombinaison électron-ion (la densité des ions positifs étant très importante). La figure IV.20 présente les flux de charges (absolus) selon l'axe du dispositif. En échelle logarithmique, la figure serait très semblable à la IV.19. A proximité de l'anode, le flux d'électron est très fort mais chute très rapidement tandis que le flux d'ions positif apparaît. Celui des charges négatives est négligeable.

Ces résultats sont en accord avec les profils calculés par Chen et Davidson (19) jusqu'à une distance de $300 \mu\text{m}$ de l'anode et dans une configuration fil-cylindre. Sur la majeure partie de la zone inter-électrodes, la densité de charges positive est supérieure à celles des ions négatifs et des électrons de plus de quatre ordres de grandeur. On obtient donc une zone **unipolaire** entre les électrodes. Par ailleurs quelle que soit la tension appliquée, la dimension de la zone de fort gradient de densité de charge est constante (environ $50 \mu\text{m}$). Dans cette configuration, il n'y a pas de zone "plasma" où la densité de charge nette serait nulle. Même à proximité de l'anode, où la densité des charges négatives est la plus forte, les ions positifs atteignent dès les premières mailles ($< 1 \mu\text{A}$) des densités beaucoup plus importantes que les charges négatives.

La figure IV.21 présente les profils 2D des densités de charges dans la région proche des

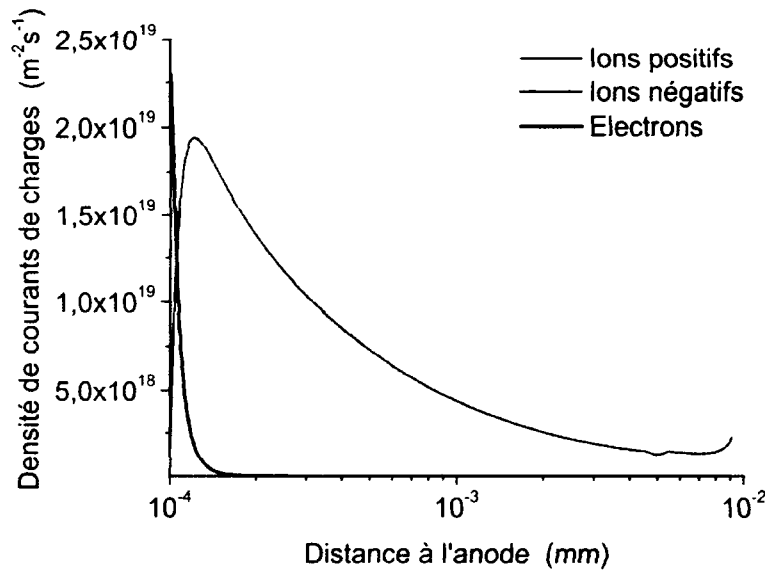


FIG. IV.20 – Flux de charges entre les électrodes. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

électrodes, pour une tension appliquée de 13 kV. Les observations rejoignent celles des profils axiaux. La densité d'ions positifs est élevée (environ $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$) dans une zone de forme elliptique située entre les électrodes. Elle atteint une valeur maximale vers 1 mm de l'anode puis diminue légèrement lors de la dérive vers la cathode, à cause probablement des recombinaisons et de l'écartement des lignes de champ suivies par les charges.

Nous considérons maintenant l'influence de la différence de potentiel sur les profils de charges. Les figures IV.22 et IV.23 présentent les profils de densités en fonction de la tension appliquée à l'anode, la cathode restant à la masse. L'allure des courbes est la même pour toutes les tensions appliquées (on remarque que les densités de charges négatives atteignent le seuil de densité minimale). Plus la tension est élevée plus les densités sont fortes, puisque l'ionisation augmente. Pour cette configuration et aux tensions étudiées, lorsque l'on augmente la tension de 1 kV, les densités sont multipliées par environ un facteur 2. Pour les densités de charges positives à proximité de l'anode, la montée se produit toujours sur la même distance de 5 μm . La densité électronique est très élevée en deçà de 0,4 mm, zone où, nous l'avons vu, le champ électrique dépasse le seuil d'ionisation de 3 MV/m. Pour les tensions appliquées de 12 et 13 kV, comme ce seuil d'ionisation est également atteint à proximité de la cathode, on y observe une légère ionisation qui augmente la densité électronique.

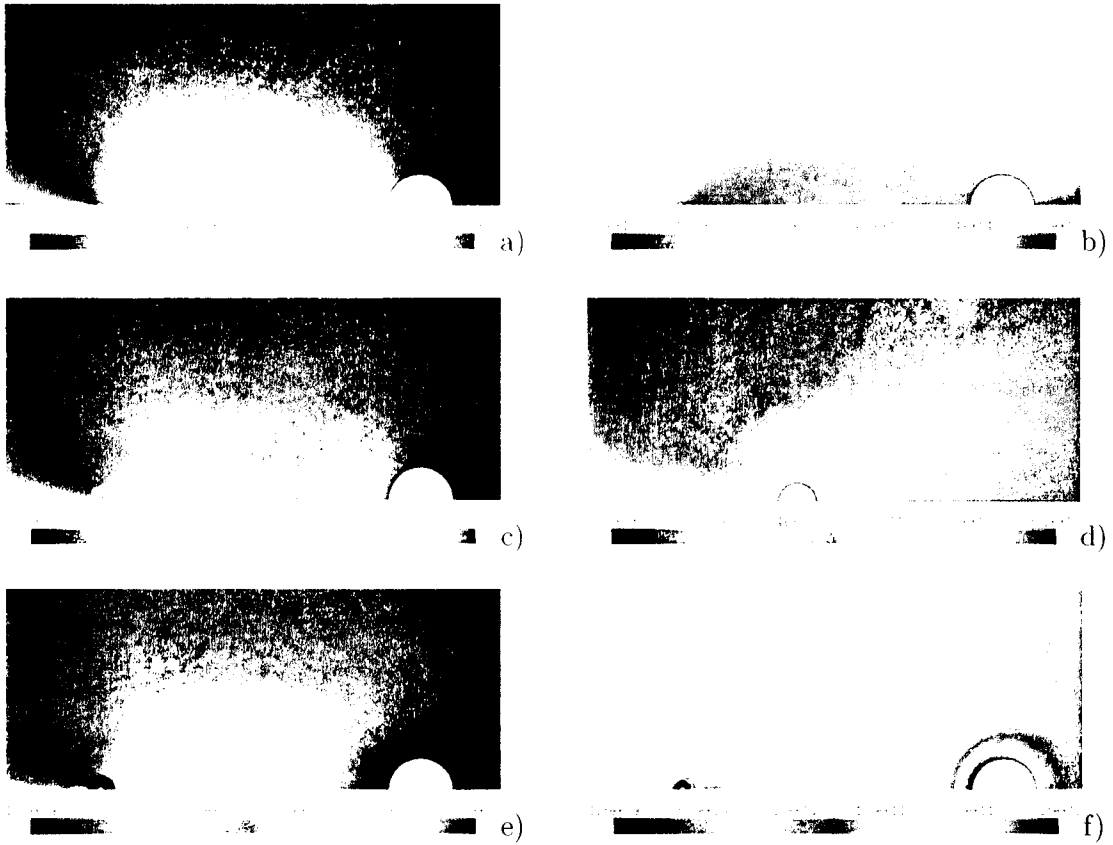


FIG. IV.21 – Profils 2D des densités de charges pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

- a) ions positifs, échelle linéaire,
- b) ions positifs, échelle logarithmique,
- c) électrons, échelle linéaire,
- d) électrons, zoom autour de l'anode, échelle linéaire,
- e) ions négatifs, échelle linéaire,
- f) ions négatifs, échelle logarithmique.

IV.2.1.3 Force

La figure IV.24 présente la force de Lorentz $(n + -n_- - n_e)E_x$ selon l'axe x le long de ce même axe entre les électrodes. Le graphe de gauche présente les calculs suivant une échelle linéaire, celui de droite les mêmes valeurs suivant une échelle logarithmique. Pour toutes les tensions appliquées, le profil de force comporte un pic à proximité de l'anode puis une valeur plus faible mais relativement constante sur presque tout l'espace. Comme le profil de densité de charges positives est presque le même pour toutes les tensions (à l'amplitude près), les profils de force ont la même évolution spatiale que le champ électrique. On peut distinguer deux zones sur les figures : la zone 1 allant de la surface de l'anode à une distance

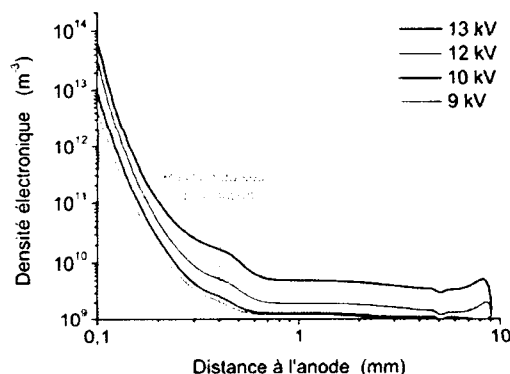


FIG. IV.22 – Influence de la différence de potentiel appliquée sur les profils de densité électronique calculés le long de l'axe du dispositif. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

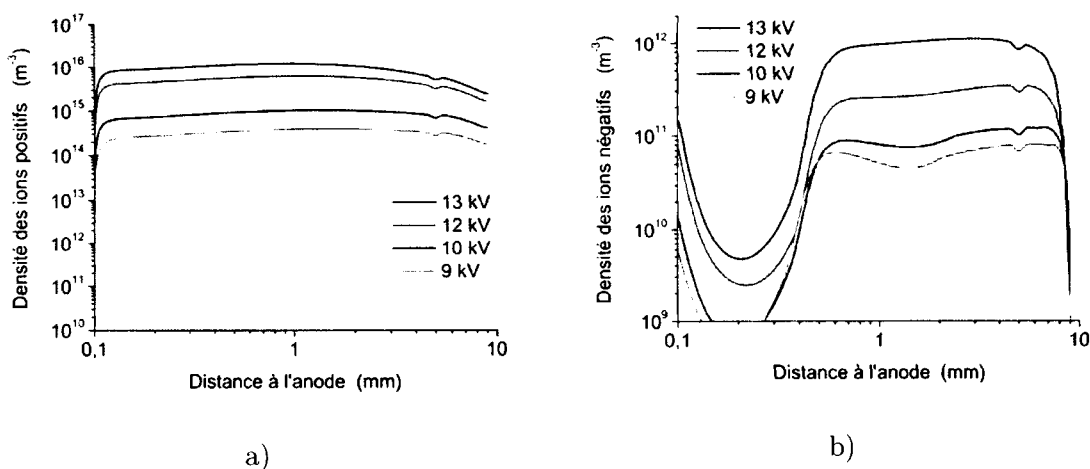


FIG. IV.23 – Influence de la différence de potentiel appliquée sur les profils a) de densité d'ions positifs et b) d'ions négatifs calculés le long de l'axe du dispositif. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

de 1 mm, où la force volumique vaut environ 170, 400, 1400 et 2800 Nm^{-3} pour des tensions appliquées de respectivement 9, 10, 12 et 13 kV. Elle correspond au pic de force. Les maxima sont respectivement de 336, 965, 6235 et 12450 Nm^{-3} . Ces valeurs sont très intéressantes parce qu'elles sont très proches des accélérations de l'air autour des avions : sur un extradors de corde L, la vitesse varie de 0 au point d'arrêt à une vitesse proche de la vitesse amont. Cela donne un ordre de grandeur de l'accélération : u^2/L . Pour $L = 1$ et $u = 100 \text{ m s}^{-1}$, cela donne 10000 m s^{-2} . Notons cependant que ces valeurs ne sont atteintes que très localement (de l'ordre du mm) comme l'indiquent les dimensions sur les graphes (figure IV.24. Dans

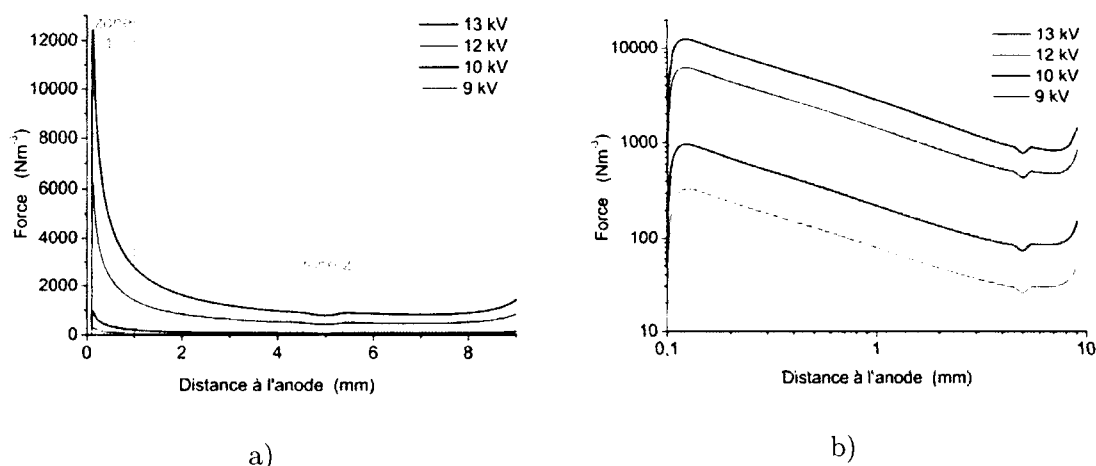


FIG. IV.24 – Comparaison, le long de l'axe du dispositif, des forces volumiques obtenues pour différentes valeurs de tension.

Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

a) échelle linéaire b) échelle logarithmique.

la zone 2, la force est moins importante mais s'applique sur une distance plus grande. Afin de connaître la contribution de chacune de ces zones, nous étudierons le profil de vitesse à la prochaine section.

La figure IV.25 présente en 2D les composantes selon les directions x et y de la force de Lorentz pour une tension appliquée de 13 kV. Au contraire du champ électrique, le champ de vitesse ne présente pas une symétrie cylindrique autour de l'anode, mais est fortement orienté vers la cathode. Cette dissymétrie permet l'apparition du vent ionique.

IV.2.1.4 Vitesse du vent ionique

La figure IV.26a présente les profils de vitesse selon l'axe du système entre les électrodes et dans la direction de l'écoulement. Cet axe correspondant à la ligne de courant se terminant sur le point d'arrêt, la vitesse est nulle à la cathode. On peut aussi distinguer sur ces graphes les deux zones définies précédemment. Sur la zone 1, correspondant au premier mm en partant de l'anode, l'accélération de l'écoulement est importante. Un résultat similaire est observé dans les expériences de Béquin (12) pour une configuration pointe-plan. Sur la zone 2, l'accélération est plus faible mais elle s'applique sur une distance plus importante. Les deux zones contribuent à parts approximativement égales à la vitesse du vent ionique, avec cependant un effet légèrement plus important de la zone 1.

À partir des profils présentés dans ces sections, (figures IV.15b, IV.23a, IV.24a et IV.26a) on

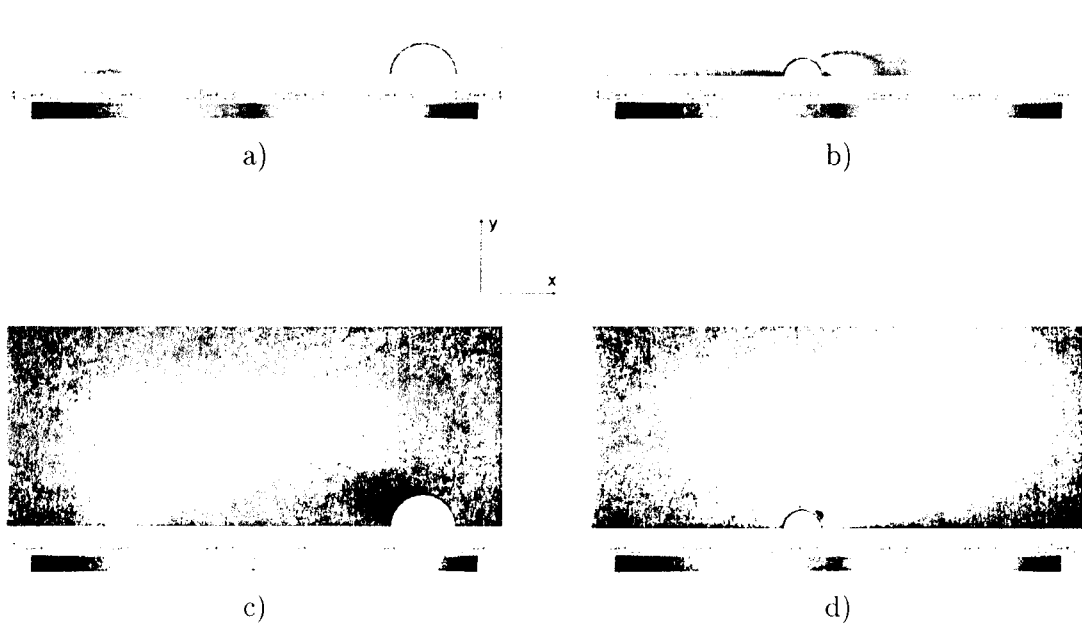


FIG. IV.25 – Composantes selon x et y de la force (en $N.m^{-3}$) autour des électrodes pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.
a) F_x , b) F_x zoom autour de l'anode, c) F_y , d) F_y zoom autour de l'anode.

peut expliquer plusieurs résultats expérimentaux présentés au chapitre IV, sections IV.1.7 et IV.1.8.

En premier lieu, lorsque la tension appliquée augmente, la densité de charges positives augmente à peu près uniformément dans les zones 1 et 2 (figure IV.23) et la force volumique augmente en proportion à peu près égale dans les zones 1 et 2 (figure IV.24). L'augmentation de la tension agit donc de façon similaire sur les zones 1 et 2.

Si l'on diminue le diamètre de l'électrode stressée à tension fixée, le champ électrique à proximité de la surface augmente (figure IV.27a) puisqu'il varie inversement proportionnellement à la distance à l'anode, et ce, malgré la présence de charges d'espace, car leur densité reste faible. Ceci favorise donc l'ionisation et augmente les densités de charges. À tension fixée, le courant augmente, ce qui rejoint les observations expérimentales. Le pic de force augmente donc, par la contribution directe de l'augmentation de champ électrique et par l'augmentation des densités. Sa contribution à la vitesse du vent ionique devient plus importante. Remarquons cependant qu'il s'agit de la force volumique. Si l'on diminue trop le diamètre de l'électrode, le pic sera certes très intense mais s'appliquera sur une zone plus petite ; il est possible qu'un effet de saturation apparaisse. Nos mesures ne permettent pas de conclure sur ce point.

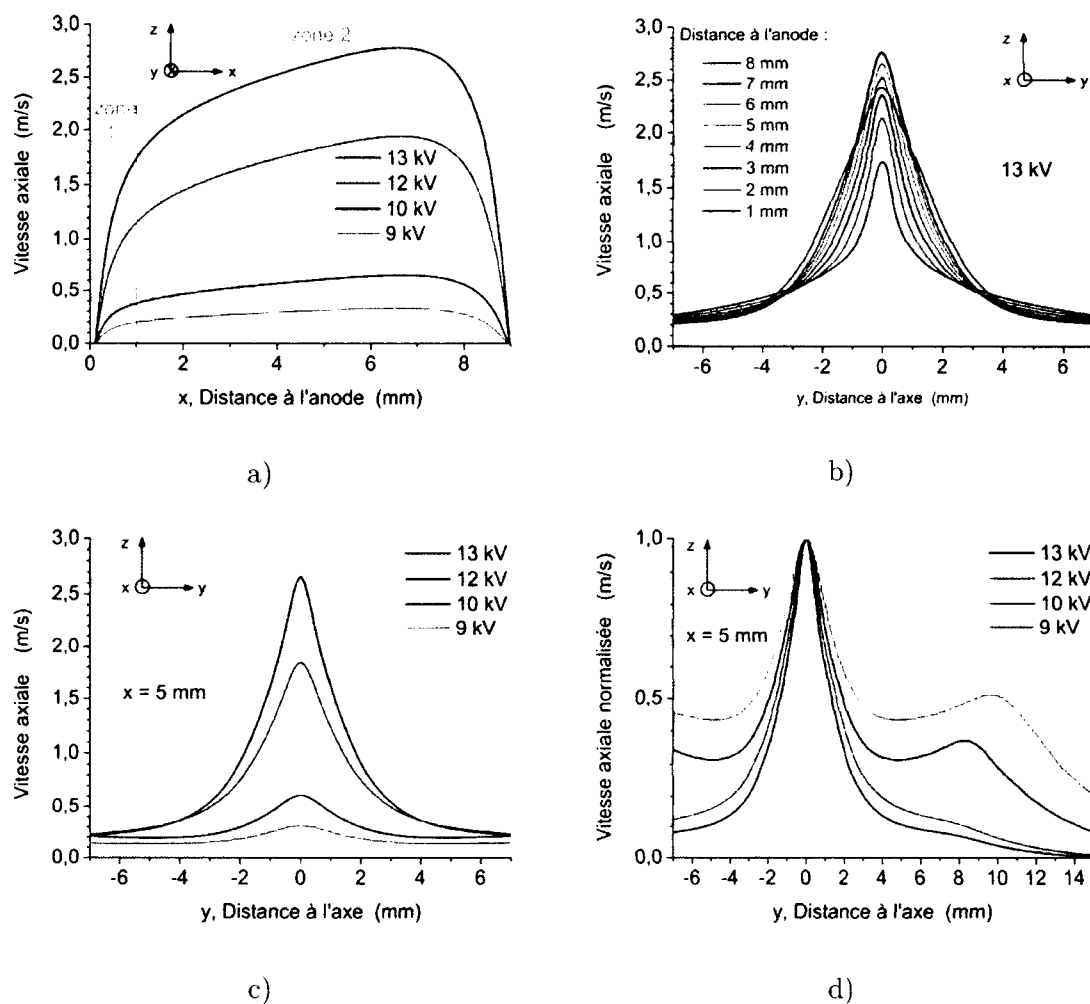


FIG. IV.26 – Comparaison pour la composante x de la vitesse (en m/s) des profils
 a) axiaux pour différentes valeurs de tension,
 b) transversaux à différentes distances de l'anode et pour 13 kV,
 c) transversaux à mi-distance des électrodes pour différentes valeurs de tension,
 d) transversaux à mi-distance des électrodes pour différentes valeurs de tension (composante x de la vitesse **normalisée**).
 Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

Enfin, si l'on réduit la distance inter-électrodes à tension fixée, comme schématisé figure IV.28 le champ inter-électrodes augmente. À proximité de l'anode en revanche, le champ varie peu car il y dépend surtout du rayon (voir III.6.2). Une diminution de la distance inter-électrodes contribue donc à amplifier la force de la zone 2 et donc la vitesse.

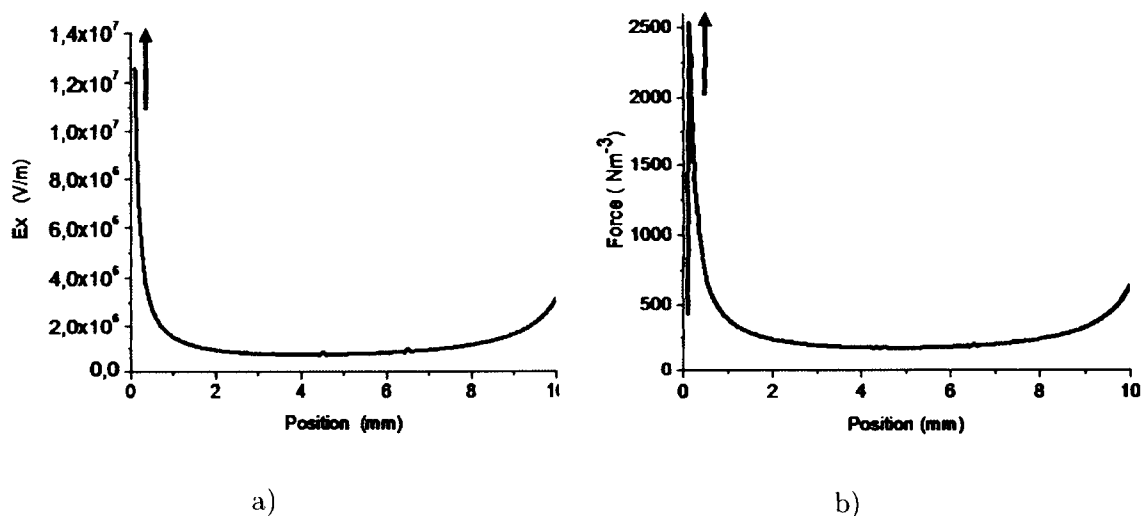


FIG. IV.27 – Illustration de l'effet de la diminution du diamètre de l'anode a) sur le champ électrique et b) sur la force. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode).

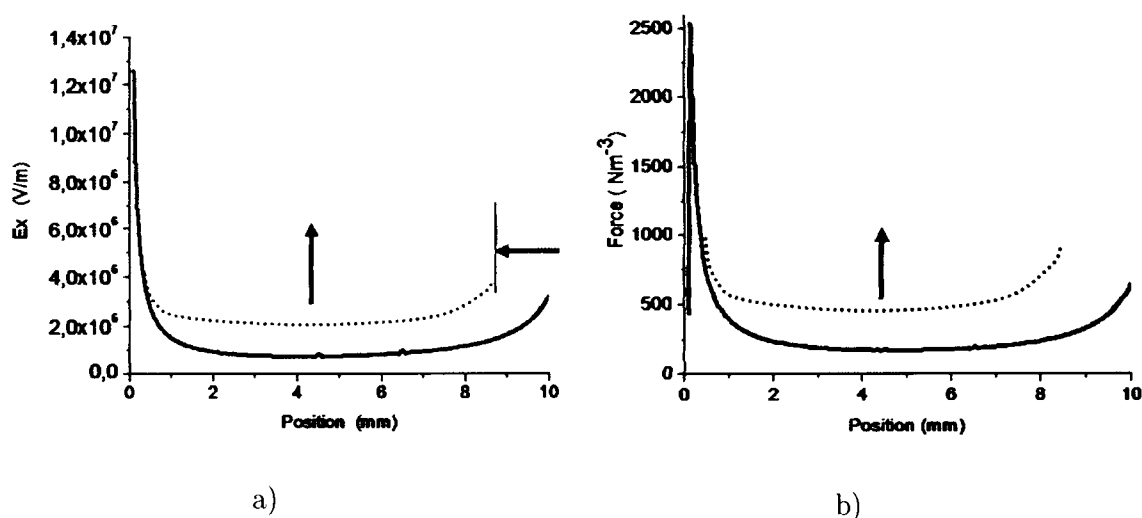


FIG. IV.28 – Illustration de l'effet de la diminution de la distance inter-électrodes a) sur le champ électrique et b) sur la force. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode).

La figure IV.26b présente les profils transversaux de la vitesse selon x pour une tension de 13 kV, tous les millimètres entre les électrodes. Le profil d'écoulement s'élargit à partir de l'anode : les gradients de vitesse selon y sont de même intensité pour toutes les cotes x , mais la plage en y sur laquelle ils s'appliquent s'élargit puisque la vitesse augmente. Toutefois, la force agit essentiellement à proximité de l'axe. Les figures IV.26c et d présentent les profils transversaux (absolus et normalisés) à mi-distance des électrodes, obtenus pour différentes

tensions appliquées. Les amplitudes sur l'axe augmentent nettement avec la tension. Les courbes normalisées montrent que dans tous les cas, le gradient de vitesse, à $x = 5$ mm, est fort entre l'axe et $y = 3$ mm puis il diminue sensiblement (l'impression de "remontée" pour 9 et 10 kV sur les courbes normalisées n'est liée à rien de physique : Le calcul de la vitesse ne semble pas complètement convergé localement même si les résidus étaient descendus de plusieurs ordres de grandeur et les valeurs aux points suivis stabilisées : dans l'absolu, figure IV.26c, on voit qu'il ne s'agit que d'un écart de l'ordre de 0,1 m/s). La zone où la force s'applique ne s'élargit pas vraiment avec la tension appliquée (et avec le courant). La figure IV.29 présente les profils 2D des composantes x et y de la vitesse. La figure IV.29a indique que l'écoulement accélère et s'élargit entre les électrodes, puis qu'il contourne la cathode. On remarque que les valeurs de vitesse sont très faibles en amont de l'anode. De plus, les vitesses selon la direction y sont négatives dans la région au dessus de l'anode (voir figure IV.29c, grossissement de la figure IV.29b avec changement de l'échelle de couleur), ce qui indique que l'écoulement est dirigé vers cette électrode. On retrouve le résultat énoncé par Moreau et al. (63; 64) à savoir qu'au niveau de l'anode, l'air est aspiré de toutes les directions puis poursuit de l'anode vers la cathode et au delà dans la direction x .

Tous ces profils ont été obtenus avec une configuration donnée de paramètres physico-chimiques. L'objet de la section suivante est d'étudier la sensibilité du modèle au choix de ces paramètres.

IV.2.2 Sensibilité aux paramètres physico-chimiques du modèle

Comme nous en avons discuté dans le chapitre III section III.4.8 (voir par exemple les courbes III.4, III.7, III.9 et III.10), les paramètres physico-chimiques diffèrent quelque peu selon les auteurs. L'objectif de cette section est de déterminer la sensibilité des caractéristiques courant-tension et de la vitesse du vent ionique à ces paramètres. On rappelle que le courant calculé est celui défini à la section III.4.7. Les paramètres étudiés sont le coefficient d'émission secondaire à la cathode, la mobilité des ions, la mobilité des électrons, le coefficient de diffusion électronique, les taux d'ionisation et d'attachement et enfin la densité minimale de charges.

IV.2.2.1 Le coefficient d'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique cathodique γ

Pour certaines configurations de décharge, l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique à la cathode peut être la source principale en électrons. Boeuf et Pitchford (11), par exemple, utilisent un coefficient de bombardement ionique de $\gamma = 0,05$, pour simuler une décharge dans l'azote. Les valeurs recommandées par Raizer sont cependant plus faibles (voir table III.5). Les figures IV.30 et IV.31 présentent les profils de densités d'ions

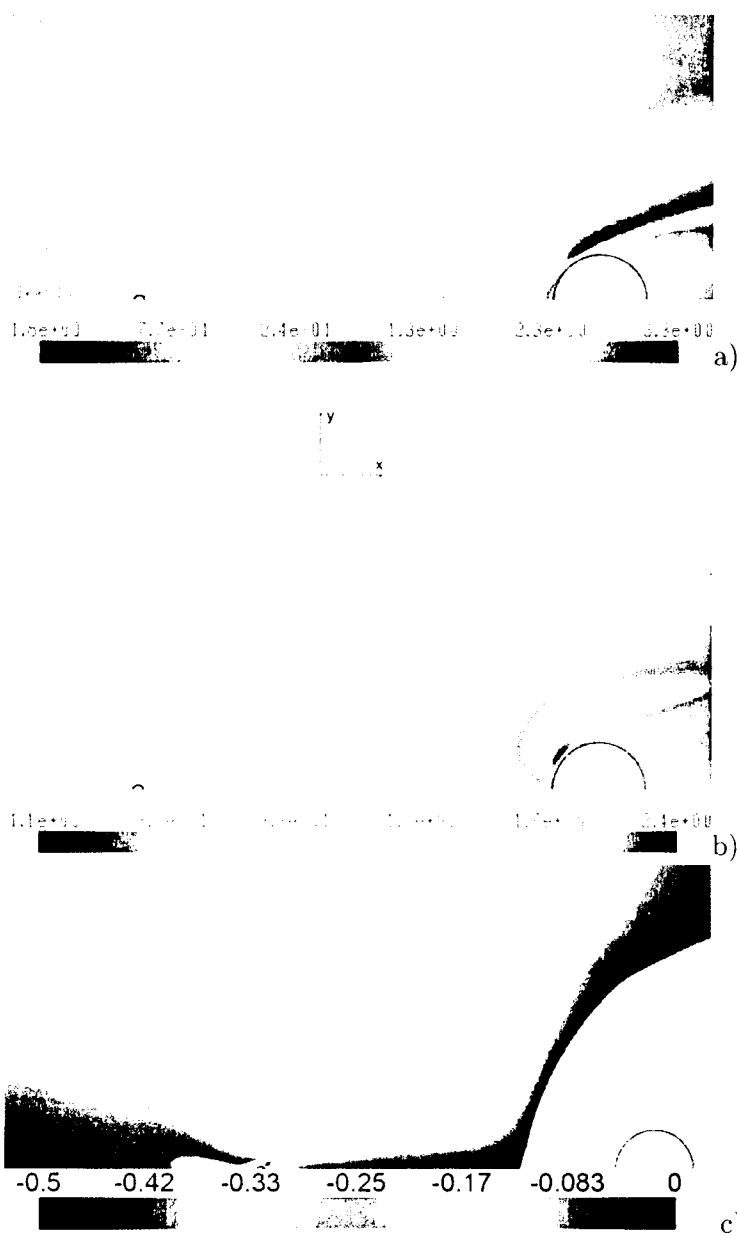


FIG. IV.29 – Composantes selon x et y de la vitesse (en m/s) pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. a) V_x , b) V_y et c) V_y à proximité de l'anode.

positifs et d'électrons, de force et de vitesse le long de l'axe entre les électrodes, obtenus pour une tension appliquée de 13 kV et pour différentes valeurs du coefficient γ d'émission secondaire par bombardement ionique.

La densité d'électrons produite au niveau de la cathode ($x = 9$ mm) augmente sous l'effet du bombardement ionique lorsque γ devient supérieur à une valeur de l'ordre de 10^{-4} . Ces

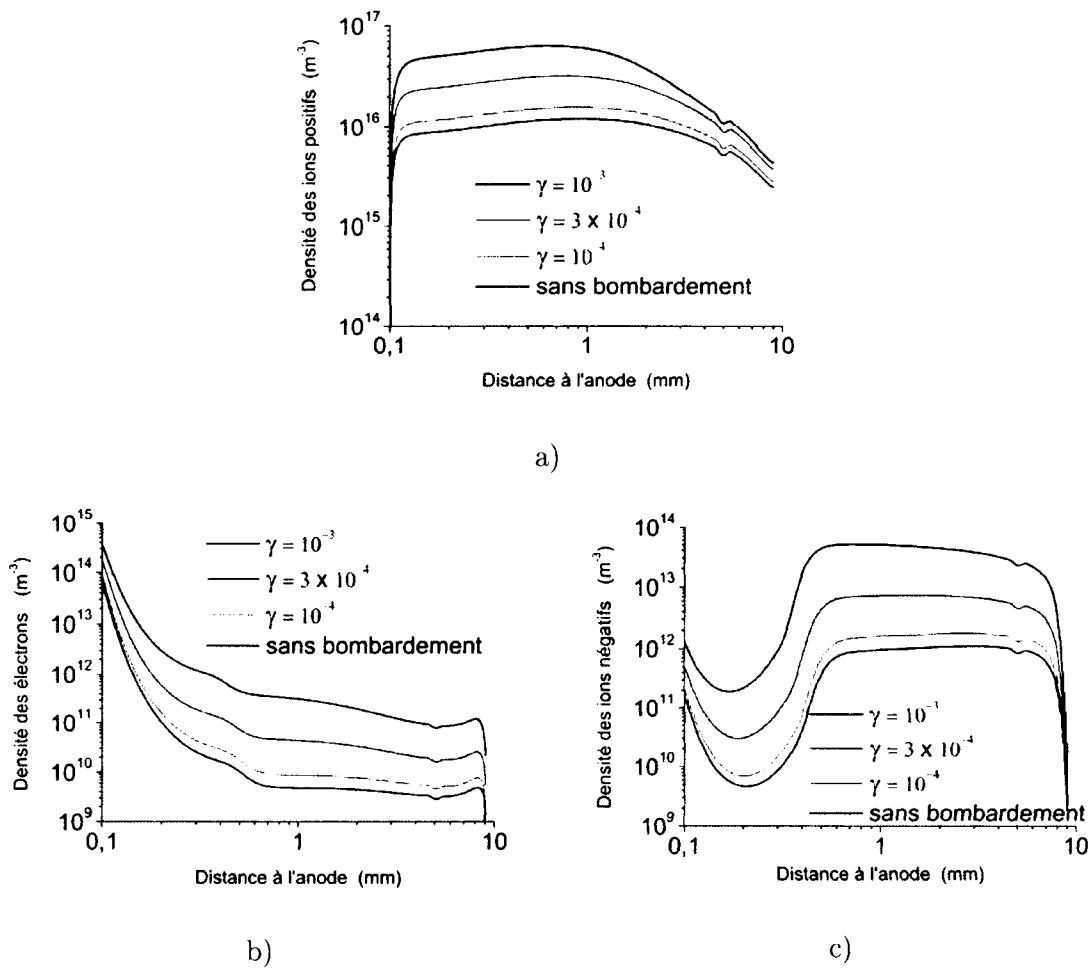


FIG. IV.30 – Influence du bombardement ionique sur les profils de densités. Configuration fil-fil. Tension appliquée de 13 kV. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

- a) Profils de densité d'ions positifs,
- b) Profils électroniques,
- c) Profils de densité d'ions négatifs.

électrons dérivent vers l'anode, (soit directement, soit indirectement par attachement-dérive de l'ion négatif-détachement près de l'anode) ce qui favorise l'ionisation, créant donc plus d'ions positifs. La conséquence en est une augmentation nette du courant puisque les densités augmentent, comme le montre la figure IV.30. En parallèle, l'augmentation de la densité des ions positifs produit une force plus importante et donc une vitesse de vent ionique plus élevée (figure IV.31). La figure IV.32 présente les caractéristiques courant-tension obtenues avec et sans bombardement ionique. Pour comparaison, les points expérimentaux sont également représentés. Les caractéristiques courant-tension obtenues avec un γ de 10^{-4} , 3×10^{-4} et 10^{-3} suivent la courbe correspondant à $\gamma = 0$ jusqu'à un certain seuil de tension

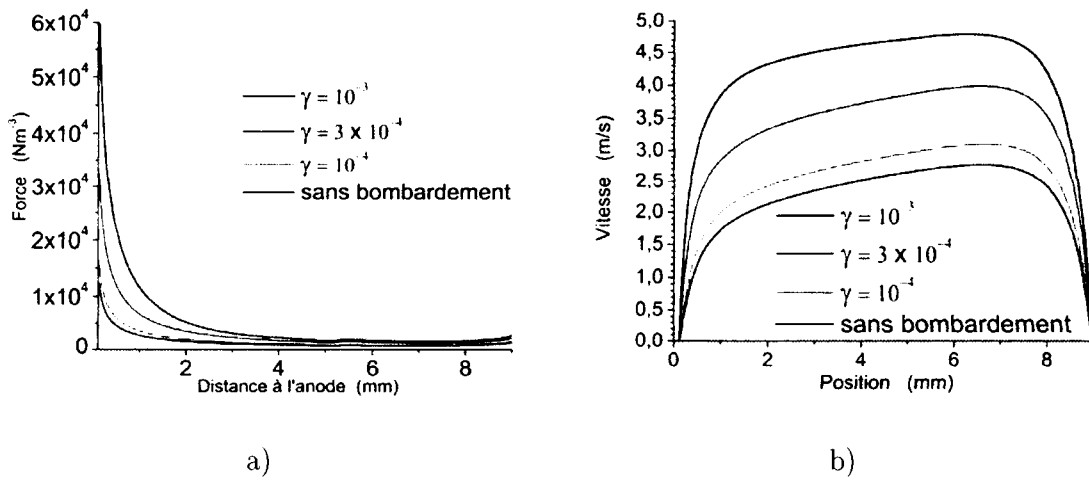


FIG. IV.31 – Influence du bombardement ionique sur la force et la vitesse. Configuration fil-fil. Tension appliquée de 13 kV. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

a) Profils de force,
b) Profils de vitesse.

correspondant à une densité seuil d'ions positifs puis augmentent plus rapidement au delà de ce seuil.

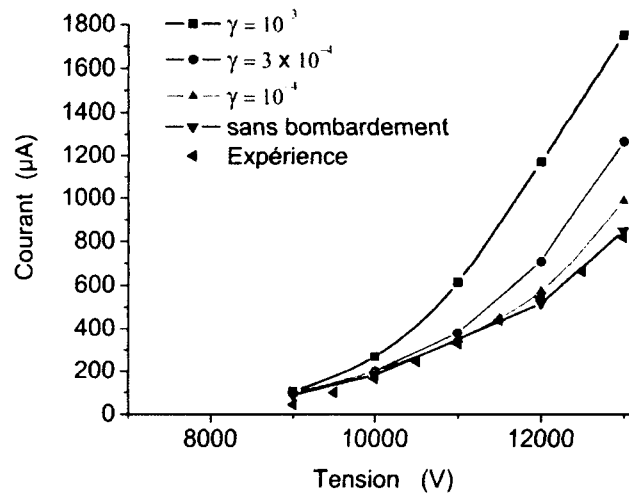


FIG. IV.32 – Influence de l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique (coefficient γ) sur la caractéristique courant-tension. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

L'émission secondaire par bombardement ionique favorise donc le vent ionique. Malheureusement, au vu des points expérimentaux, il semble que pour notre configuration (matériau utilisé, champ électrique), ce phénomène n'intervienne pas. Par la suite, nous n'en tiendrons donc pas compte et la densité électronique à la cathode sera prise égale au seuil minimal choisi pour le reste du domaine.

IV.2.2.2 Les coefficients de mobilité des ions

La mobilité des ions est un paramètre important puisqu'elle intervient directement dans le terme de force de Lorentz agissant sur le fluide qui s'exprime par :

$$f = f_+ + f_- + f_e \approx f_+ = \frac{j_+}{\mu_+} \quad (\text{IV.3})$$

(la contribution des ions positifs est prédominante). Dans cette étude sur l'influence de la mobilité des ions, nous avons commencé par les ions positifs puisqu'ils sont majoritaires et nous avons pris des valeurs constantes : 1, 2 et $4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ qui rendent compte de la plage de valeurs de la bibliographie (voir section III.4.8.6). Nous avons pris des valeurs constantes pour simplifier le modèle. La mobilité des ions négatifs est fixée égale à $\mu_- = 2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ pour cette étude. Les taux d'ionisation et d'attachement, le coefficient de diffusion et la mobilité électroniques sont ceux proposés par Chen et Davidson (19) (quand cette étude a été réalisée, nous utilisions encore leurs valeurs). Le bombardement ionique est négligé. La figure IV.33a présente l'influence de la mobilité des ions positifs sur la vitesse du vent ionique en fonction du courant. Sur la plage de courants étudiés, on retrouve sur la vitesse ce que l'on obtient sur la force dans l'expression IV.3 ci-dessus : si on multiplie par 2 la mobilité des ions, le courant nécessaire pour atteindre une vitesse donnée est aussi multiplié par 2. En revanche la figure IV.33b montre que la mobilité n'influence que très légèrement la vitesse tracée en fonction de la tension : l'écart est seulement de 5% entre une valeur de mobilité de 1 et $4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. La figure IV.34 montre que la valeur de la mobilité des ions positifs influence fortement la caractéristique courant-tension. Une multiplication par 2 de la mobilité multiplie par 2 le courant obtenu à tension donnée. Sachant que le courant à l'anode est essentiellement électronique, on en conclut que la mobilité des ions positifs influe sur la densité électronique et la vitesse de dérive électronique à l'anode. Les figures IV.35 et IV.36 expliquent ces comportements vis-à-vis de la mobilité des ions positifs. Elle présente les profils de densité d'ions positifs, de champ électrique, de densité électronique, de force et de vitesse entre les deux électrodes pour les mobilités de 1 et $4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. La mobilité est le coefficient de proportionnalité qui lie la vitesse de dérive d'une espèce chargée au champ électrique. Plus la mobilité est grande, plus la particule dérive rapidement. Dans notre cas, les ions positifs sont créés à proximité de l'anode et dérivent vers la zone inter-électrodes. Plus ils dérivent rapidement, moins ils s'accumulent à proximité de l'anode. C'est ce que l'on observe sur la figure IV.35a où la densité est plus

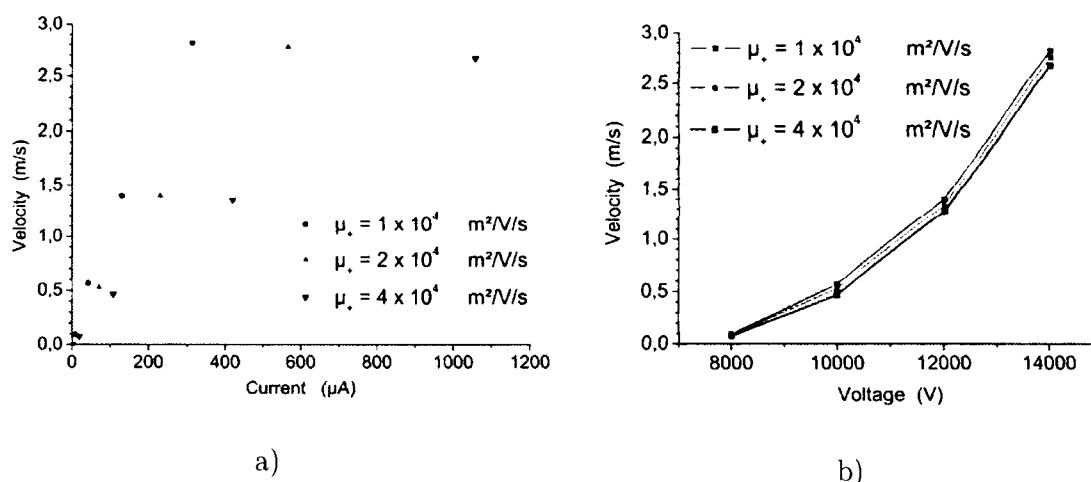


FIG. IV.33 – Simulations de l'influence de la mobilité des ions positifs sur la vitesse du vent ionique a) en fonction du courant et b) en fonction de la tension appliquée. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. La vitesse a été prise à mi-distance des électrodes, sur l'axe du dispositif.

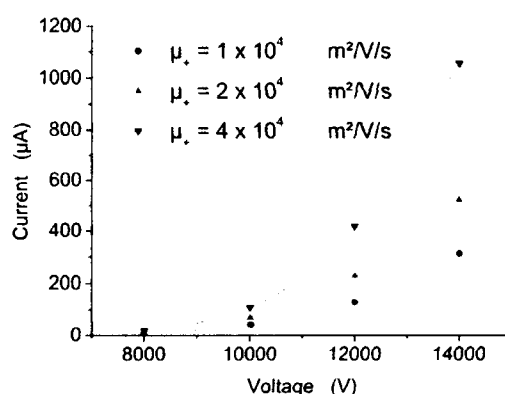


FIG. IV.34 – Influence de la mobilité des ions positifs sur la caractéristique courant-tension. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

faible pour $\mu_+ = 4 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{V/s}$. De ce fait, le champ de charges d'espace positives déforme moins le champ laplacien et le champ électrique est légèrement plus fort (figure IV.35b). L'ionisation est donc plus importante à proximité de la surface; de plus, la diminution de la densité d'ions positifs (environ 16%) entraîne une diminution de la recombinaison électrons-ions positifs. Ces deux raisons contribuent à augmenter la densité électronique à l'anode d'un facteur presque 4 (figure IV.35c). La vitesse de dérive des électrons augmente

également légèrement avec le champ électrique. Au final, le courant augmente d'un facteur 4 dans notre cas (figure IV.34). Par ailleurs la force diminue légèrement avec la mobilité (figure IV.36a), ce qui s'explique puisque : $f \approx f_+ = \frac{j_+}{\mu_+} = n_+ E$, or $n_+ E$ diminue d'après les figures IV.35a et IV.35b. En conséquence, la vitesse diminue un peu pour une tension appliquée donnée (figure IV.36b), comme sur la figure IV.33b.

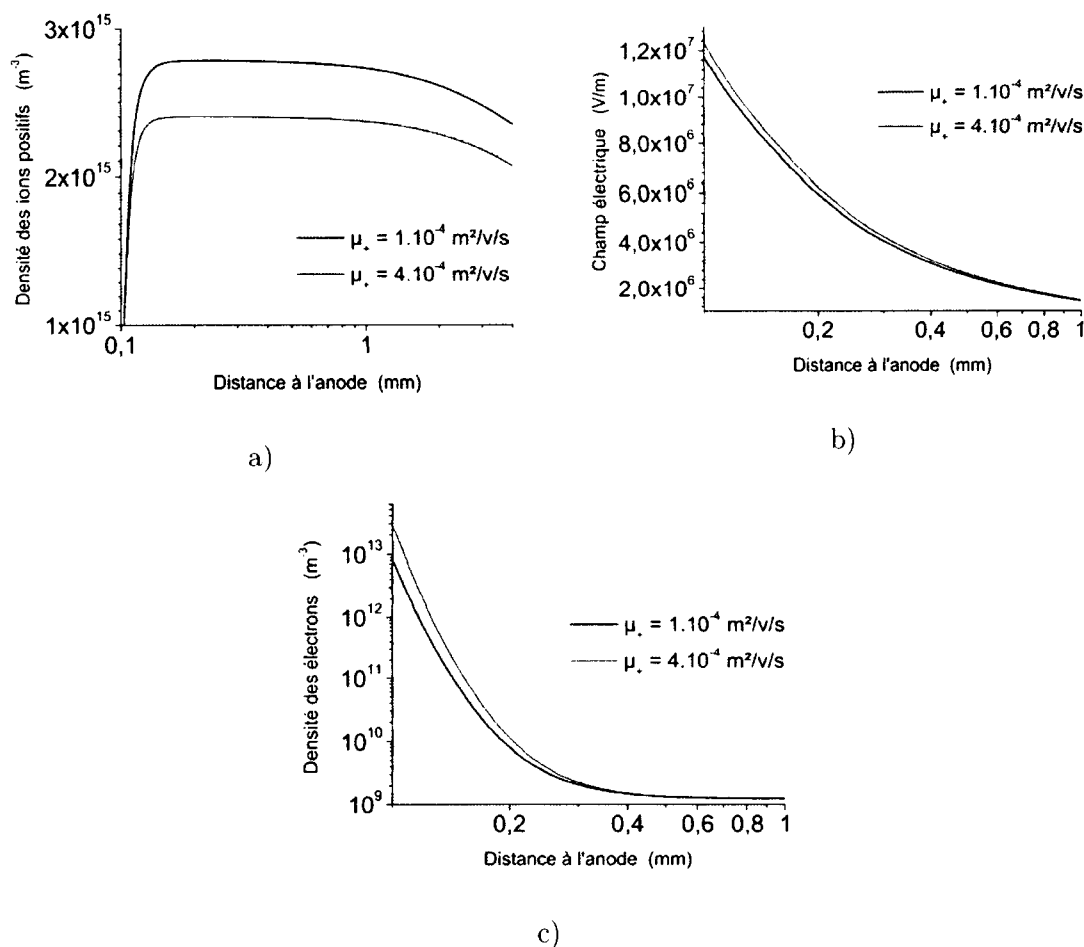


FIG. IV.35 – Influence de la mobilité des ions positifs sur les densités de charges et le champ électrique pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

- a) Profils de densité des ions positifs,
- b) Profils de champ électrique,
- c) Profils de densité des électrons (échelle logarithmique).

Dans le cas de la décharge positive, un changement de la valeur de la mobilité des ions négatifs μ_- n'a d'influence que sur la densité des ions négatifs puisque celle-ci est trop faible pour avoir un effet sur les autres densités et sur le vent ionique. Nous avons donc

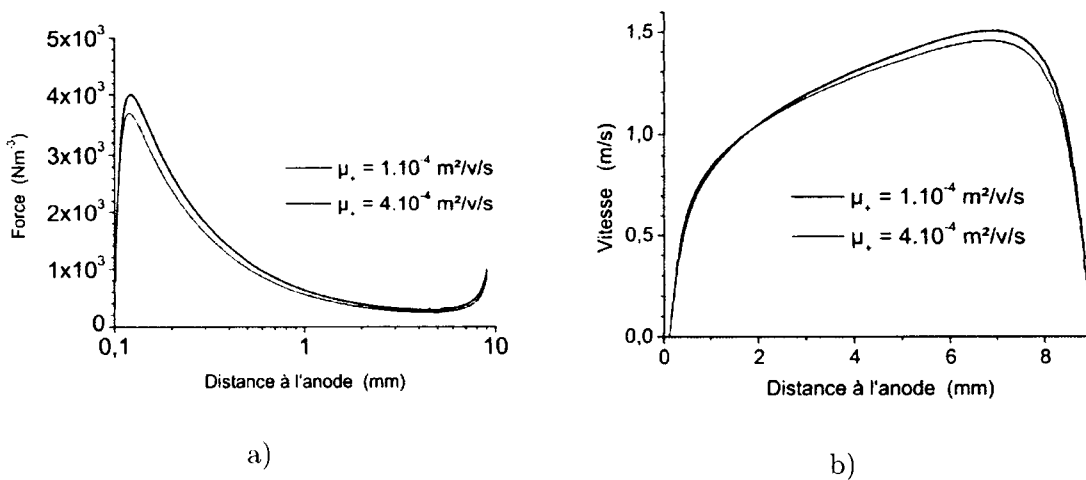


FIG. IV.36 – Influence de la mobilité des ions positifs sur la force de Lorentz et la vitesse pour une tension appliquée de 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

a) Profils de force,
b) Profils de vitesse.

conservé la valeur $\mu_- = 2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$.

En conclusion, la mobilité des ions positifs est un paramètre important de la décharge. Les caractéristiques courant-tension et la loi de dépendance de la vitesse en fonction du courant dépendent fortement de la mobilité des ions positifs (et très peu des autres espèces). En revanche, la loi de dépendance de la vitesse en fonction de la tension appliquée est pratiquement indépendante de la mobilité des ions positifs. Comme le montre l'annexe A, la mobilité des ions positifs dépend en réalité du champ électrique et de la nature de l'ion. Elle nécessite donc une attention particulière quant au choix de sa valeur. Nous verrons à la section IV.3.1 qu'une valeur de la mobilité des ions positifs $\mu_+ = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$, cohérente avec les données bibliographiques de mobilité ionique, donne le meilleur accord pour la simulation de nos expériences, en particulier les caractéristiques courant-tension.

IV.2.2.3 Les coefficients d'ionisation, d'attachement, de diffusion électronique et la mobilité électronique

Pour la sensibilité au taux d'ionisation, nous avons comparé les taux d'ionisation proposés utilisés par Chen et Davidson (19) et par Morrow et Lowke (69) (voir la figure III.4). Nous avons pris le taux d'attachement, le coefficient de diffusion et la mobilité électroniques proposés par Chen et Davidson. La mobilité des ions positifs est prise ici égale à $\mu_+ = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ (après détermination de la valeur de mobilité ionique préconisée, ces calculs n'ont malheureusement pas été refaits). La figure IV.37 présente la vitesse en fonction du

courant et de la tension et la figure IV.38 présente la caractéristique courant-tension. La variation de la vitesse en fonction du courant suit la même courbe quel que soit le taux d'ionisation. Cependant, comme celui proposé par Morrow et Lowke (69) est plus faible que celui de Chen et Davidson, il génère moins de charges et donc moins de courant pour une tension donnée.

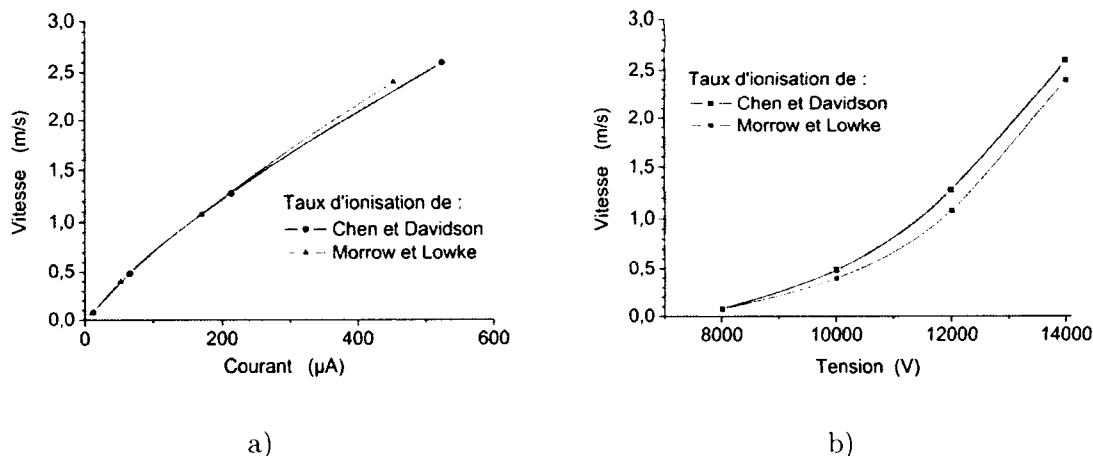


FIG. IV.37 – Influence du taux d'ionisation sur la vitesse du vent ionique a) en fonction du courant et b) en fonction de la tension appliquée. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. La vitesse a été prise à 5 mm de l'anode, sur l'axe du dispositif.

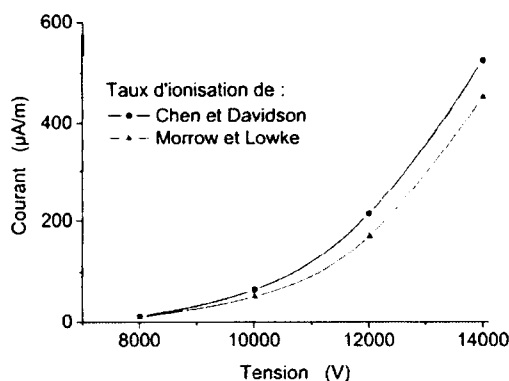


FIG. IV.38 – Influence du taux d'ionisation sur la caractéristique courant-tension. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

Dans cette configuration, on observe pour une tension de 14 kV un écart de 16% sur l'intensité du courant et 8% sur les vitesses obtenues, le tout pour un écart de 19% entre les taux d'ionisation à 10 MV/m.

La figure IV.39 présente la sensibilité du modèle aux paramètres physiques liés aux électrons : l'ionisation, l'attachement, le coefficient de diffusion électronique et la mobilité électronique. Pour tous ces paramètres (sauf le taux d'ionisation), les valeurs de Chen et Davidson (19) et de Bolsig (1) sont les plus différentes parmi celles recensées, c'est la raison pour laquelle nous avons choisi leurs valeurs pour cette étude. Les mobilités des ions positifs et négatifs sont respectivement prises égales à $2,5$ et $2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Sur la figure IV.39, les courbes rouges ont été obtenues avec les coefficients proposés par Chen et Davidson (19), les courbes marrons avec ceux de Bolsig (1). La figure présente également les valeurs expérimentales. Le paramètre qui a le plus d'influence est le coefficient d'attachement (comparaison des courbes rouges et bleues) puisque pour une tension donnée, la vitesse est environ $0,5 \text{ V/m}$ plus élevée avec le coefficient de Bolsig (1) qu'avec celui de Chen et Davidson (19). Sur la figure III.7, les deux tendances ressortent très différentes. Le courant électrique est beaucoup plus faible dans le cas de Chen et Davidson (19), car l'attachement est plus important pour les fortes valeurs de champ électrique. De ce fait, la densité d'électrons est plus faible et celle des ions négatifs plus élevée. Cependant pour un courant donné, la vitesse est peu affectée par le taux d'attachement : l'écart est au maximum d'environ 10% vers $450 \mu\text{A/m}$. Pour les autres paramètres (taux d'ionisation, coefficient de diffusion et mobilité électroniques), la différence entre les valeurs de Chen et Davidson (19) et celles de Bolsig (1) est de moins de 15% à 10 MV/m . Les écarts obtenus entre les résultats sont relativement faibles. Mis à part la courbe rouge, les écarts sur la caractéristique courant-tension et sur la vitesse en fonction de la tension appliquée sont respectivement inférieurs à 20% et 10%.

La comparaison avec les résultats expérimentaux indique que le meilleur accord est obtenu avec les coefficients calculés par Bolsig (1). Cependant, suite à la discussion de la section III.4.8.2, où il apparaît que Bolsig (1) sousestime le taux d'attachement pour $E < 1 \text{ MV/m}$. Il serait donc intéressant de réaliser des calculs en utilisant le taux d'attachement de Lowke (51), ce qui n'a pas pu être réalisé dans ses travaux.

IV.2.2.4 La densité ambiante de charges

Il est communément admis que la densité électronique de l'air due à l'ionisation naturelle (rayons cosmiques, radioactivité terrestre) est de l'ordre de 1000 électrons par cm^3 . D'après les travaux de Rühling et al. (86), les densités des ions sont comprises entre 10^3 et 10^4 cm^{-3} . Nous étudions ici l'influence de ces valeurs sur les résultats de notre simulation. La figure IV.40 présente les calculs réalisés pour différentes valeurs de densité électronique ambiante. La densité des ions dans ce cas est prise égale à 10^4 particules par cm^3 . Les autres paramètres sont le taux d'ionisation, le taux d'attachement, le coefficient de diffusion électronique et la mobilité électronique calculés par Bolsig (1). Les mobilités ioniques sont respectivement $\mu_+ = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ et $\mu_- = 2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Une variation d'un facteur 2 de la densité

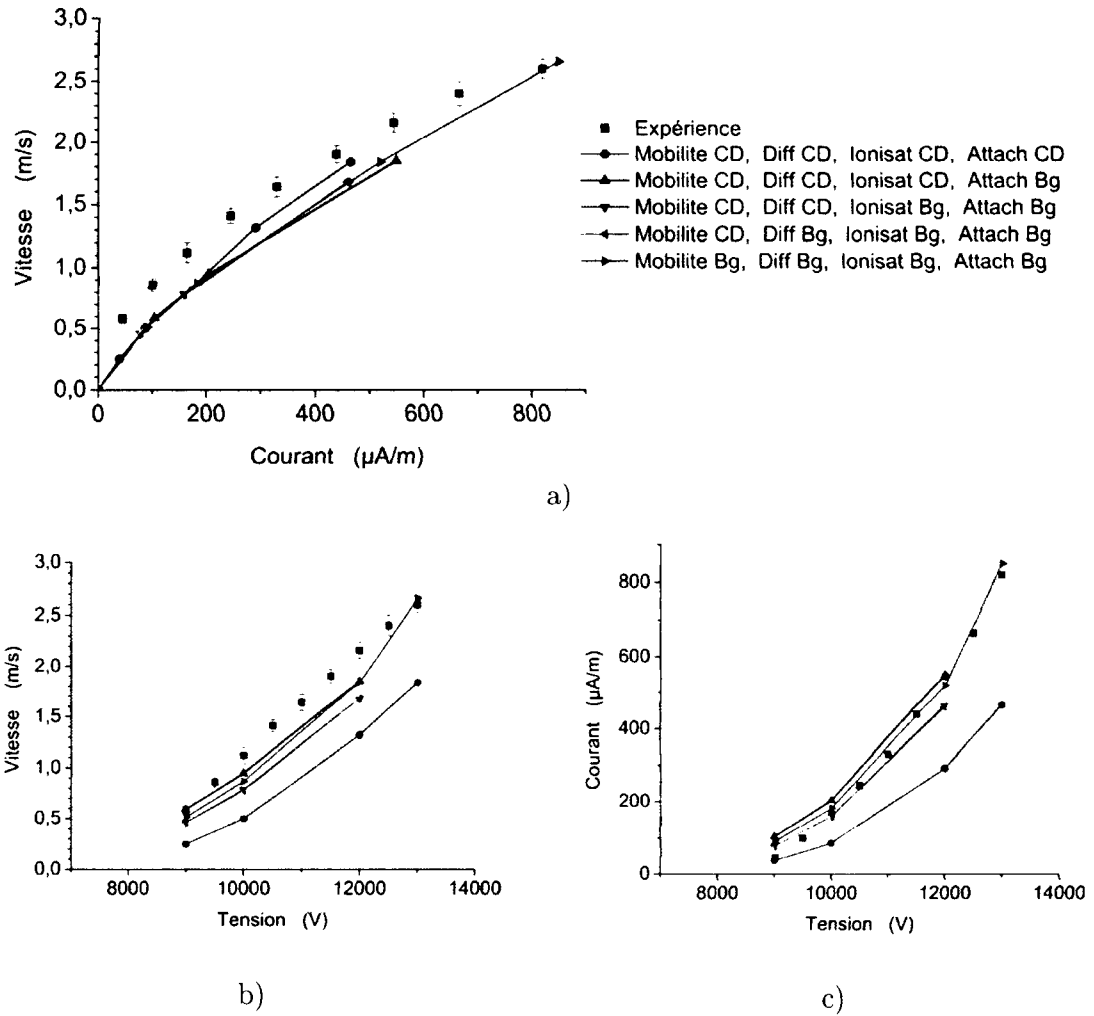


FIG. IV.39 – Influence du choix des taux d'ionisation, d'attachement, du coefficient de diffusion et de la mobilité électroniques. Les paramètres proposés par Chen et Davidson (19) sont indiqués par CD et ceux calculés avec Bolsig (1) sont indiqués par Bg. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. (La vitesse a été prise à 5 mm de l'anode, sur l'axe du dispositif)

- a) Vitesse en fonction du courant,
- b) Vitesse en fonction de la tension,
- c) Caractéristique courant-tension.

électronique (ce qui pourrait correspondre aux variations journalières - voir Ruhling et al. (86)) entraîne une variation jusqu'à 5% sur le courant. Ces variations sont en accord avec les observations expérimentales de répétabilité des mesures de caractéristique courant-tension (voir figure II.21) où les écarts sont inférieurs à 9%. En revanche, la figure IV.40c montre que ce paramètre n'a pas d'influence sur l'évolution de la vitesse en fonction du courant. La

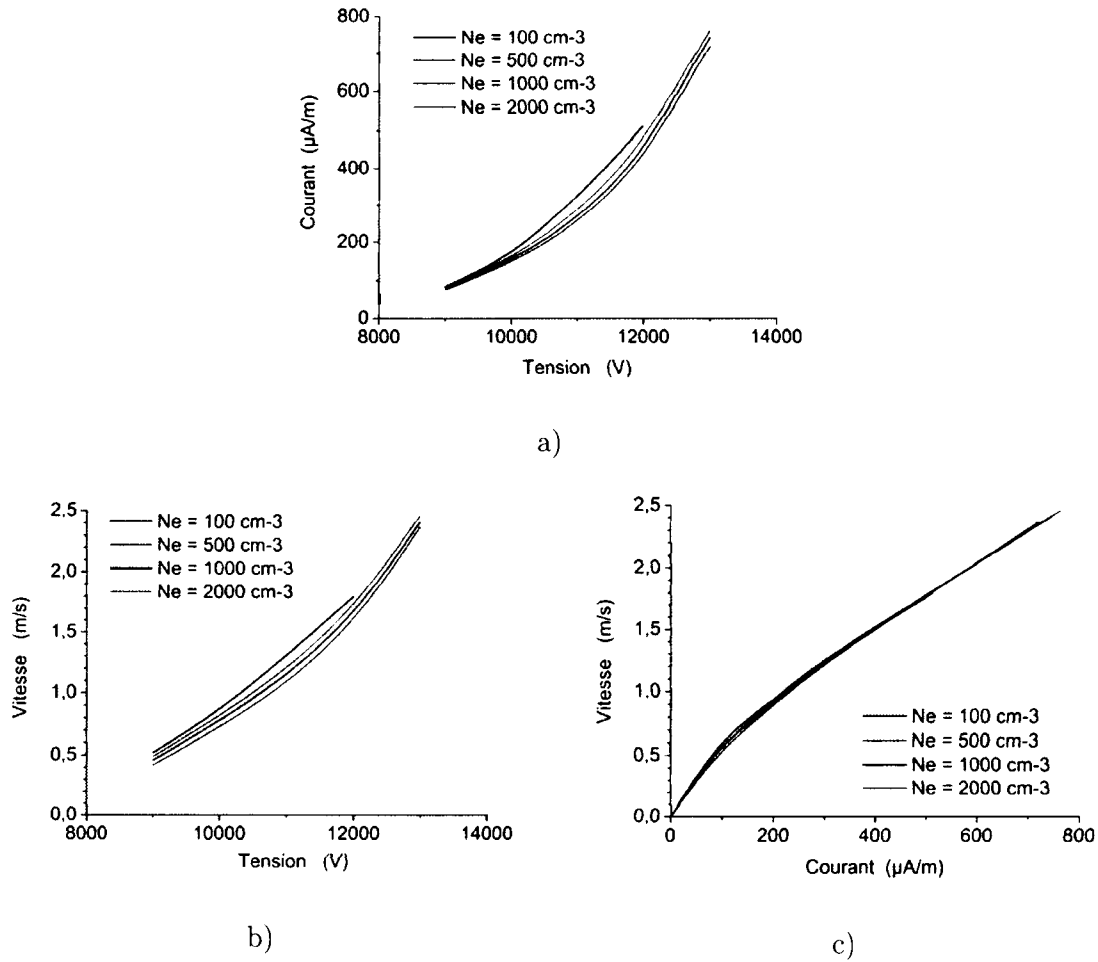


FIG. IV.40 – Influence de la densité électronique ambiante. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. (La vitesse a été prise à 5 mm de l'anode, sur l'axe du dispositif)

- a) Caractéristique courant-tension,
- b) Vitesse en fonction de la tension,
- c) Vitesse en fonction du courant.

figure IV.41 présente l'influence de la densité ambiante des ions. Comme la densité des ions positifs est plusieurs ordres de grandeur supérieure à la densité ambiante de 10^4 cm^{-3} , cette dernière n'a pas d'influence sur la densité d'ions positifs calculés, sauf loin des électrodes. Pour la densité des ions négatifs, la figure IV.23 montre que les densités atteignent l'ordre de grandeur que la densité ambiante pour les valeurs de tension appliquée inférieures à 10 kV. La comparaison aux valeurs expérimentales à 9 kV et 10 kV suggère que la densité ambiante de charges négatives est comprise entre 10^3 et 10^4 cm^{-3} . La valeur ambiante influence donc la décharge pour 9 et 10 kV.

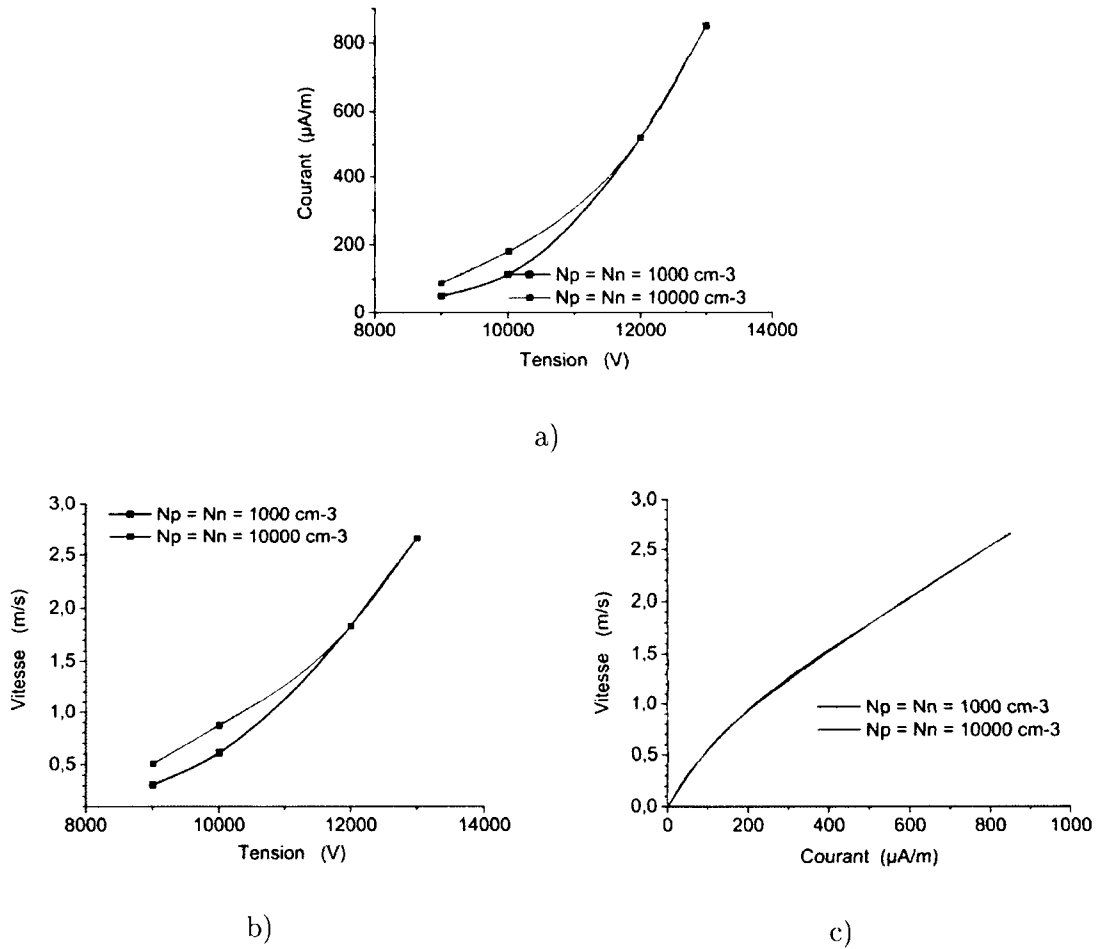


FIG. IV.41 – Influence du seuil de densité ionique ambiante due à l'ionisation naturelle de l'air. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. (la vitesse a été prise à 5 mm de l'anode, sur l'axe du dispositif)

a) Caractéristique courant-tension,
b) Vitesse en fonction de la tension,
c) Vitesse en fonction du courant.

La sensibilité calculée du modèle aux densités ambiantes de charges est en accord avec la répétabilité des mesures.

Cette étude a permis d'estimer la sensibilité du modèle aux différents paramètres que sont les coefficients d'ionisation, d'attachement, de diffusion électronique, la mobilité, l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique et les densités ambiantes. La comparaison des calculs avec les mesures indique que l'émission secondaire par bombardement ionique à la cathode n'a pas à être prise en compte. La mobilité des ions positifs a été prise à $\mu_+ = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Enfin les coefficients calculés avec Bolsig (1) semblent être les mieux

adaptés dans notre cas, mis à part le taux d'attachement, dont l'étude est à poursuivre. Suivant le choix des paramètres physico-chimiques, les calculs présentés ici ont duré plus ou moins longtemps : de la dizaine d'heures à quelques dizaines d'heures pour converger. Le paramètre ayant entraîné les plus grands écarts de temps de convergence est le coefficient d'attachement électronique. L'objectif de la prochaine section est de valider le modèle par comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux.

IV.3 Comparaison expérience-simulation

Cette section commence par une étude de la mobilité ionique. Elle présente également la comparaison entre les calculs présentés à la section IV.2 et les mesures obtenues pour la même configuration (anode stressée de diamètre 0,2 mm, cathode à la masse de diamètre 2,0 mm, centres espacées de 10 mm) dans l'air. Le courant calculé par l'expression III.4.7 est donné en $\mu A/m$. Le courant mesuré pour des électrodes de 20 cm est donc multiplié par 5. Pour les calculs, réalisés dans l'air, les taux d'ionisation et d'attachement, le coefficient de diffusion et la mobilité électronique correspondent à ceux calculés par Bolsig (1). Les mobilités des ions positifs et négatifs sont prises respectivement égales à $2,5$ et $2,7 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$, suivant les conclusions de la section IV.3.1. Les densités seuils sont prises égales à 10^3 cm^{-3} pour les électrons, et 10^4 cm^{-3} pour les ions positifs et négatifs. Les mesures de courant, tension et vitesse, sont comparées aux résultats de simulation.

IV.3.1 Effet de la mobilité des ions sur le vent ionique : Mesures de vitesse dans l'air, l'argon et l'hélium

Nous avons vu dans la section IV.2.2.2 que la mobilité des ions joue un rôle important dans la mise en mouvement du fluide porteur, car la vitesse calculée est très sensible à la mobilité ionique, à courant donné. Si on obtient pour deux gaz différents le même profil de vent ionique en fonction du courant et si l'on connaît la mobilité des ions de l'un des deux gaz, alors on peut estimer la mobilité des ions qui interviennent dans l'autre gaz. Cette étude devrait permettre d'identifier les ions prépondérants de l'air pour le vent ionique. La figure IV.42 présente la comparaison des vitesses de vent ionique obtenues en fonction du courant dans l'air, l'argon et l'hélium. Nous avons choisi ici une configuration fil-plaques parallèles permettant d'obtenir un vent non perturbé par la cathode pour faire des mesures par fil chaud à 1,5 cm derrière la cathode sous atmosphère contrôlée. Dans l'argon et dans l'air, les profils sont proches (différence relative de l'ordre de 6%). Les vitesses obtenues dans l'hélium sont environ 1,3 fois plus faibles. On en conclut que les ions responsables du vent ionique dans l'air et dans l'argon ont des mobilités très proches alors que pour l'hélium, la mobilité est plus grande. Les mobilités obtenues dans la littérature pour les

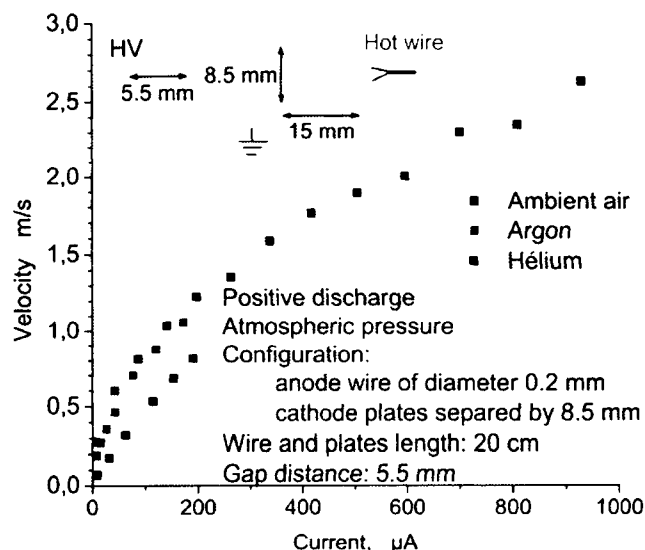


FIG. IV.42 – Influence du gaz sur la vitesse du vent ionique en fonction du courant. La configuration est dessinée sur la figure. Les gaz étudiés sont l'air ambiant, l'argon et l'hélium.

ions de l'air, de l'argon et de l'hélium sont données dans la section III.4.8.6 (pour l'air) et dans l'annexe B (pour les trois gaz). On observe qu'effectivement, la mobilité des ions de l'hélium est nettement supérieure à celles des ions de l'air et de l'argon. Une comparaison quantitative est cependant difficile car l'étalonnage du fil chaud pour la mesure de vitesse dans l'hélium présente des incertitudes ². Ar^+ et Ar_2^+ ont respectivement des mobilités d'environ $1,5$ et $2,4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$. Ar^+ a une mobilité inférieure à celle de tous les ions positifs de l'air à l'exception de N_2^+ (voir annexe B). En revanche, celle de Ar_2^+ est proche de celle de plusieurs ions de l'air (N_3^+ , N_4^+ , O_2^+). Deux possibilités sont donc envisageables dans le cadre de cette étude : soit les ions prédominants sont respectivement Ar^+ dans l'argon et N_2^+ dans l'air soit il s'agit de Ar_2^+ dans l'argon et de N_3^+ et/ou N_4^+ et/ou O_2^+ dans l'air. Si la première proposition est correcte, puisque l'ionisation crée des N_2^+ on en conclut que les réactions de dimérisation sont négligeables pour l'air à pression atmosphérique et que N_2^+ est prépondérant partout. Toutefois, Varney (104) et Dahlquist (22), qui ont mesuré la vitesse de dérive des ions dans l'azote, indiquent qu'en dessous de 3 MV/m, les ions dominants seraient soit N_3^+ soit N_4^+ . D'après Dahlquist (22), leur existence dans la décharge a été prouvée par des mesures spectroscopiques ; entre 3 et 8 MV/m, c'est à dire dans une zone proche de l'anode pour notre configuration, il observe que les ions de l'azote changent régulièrement de nature en se combinant ou se détachant. Pour des champs plus

²En effet, les propriétés du gaz sont éloignées de celles de l'air, qui a servi à calibrer le dispositif d'étalonnage. On ne peut donc pas obtenir de relation comparable entre le débit et le profil de vitesse pour l'hélium et l'air en sortie de bec bunsen.

intenses, quasiment à la surface de l'anode dans notre cas, il s'agirait uniquement de N_2^+ . Ces informations sont compatibles avec l'idée que les ions N_2^+ soient créés par ionisation près de la surface de l'anode où le champ est suffisamment intense, puis qu'ils se transforment en dimères en se combinant avec une autre molécule de N_2 ou O_2 . Ceci entraînerait, dans notre cas, une modification de la mobilité vue par le fluide suivant la position considérée. Jusqu'à 2 MV/m, N^+ a une mobilité plus grande que celles de N_3^+ et N_4^+ ; N_2^+ une mobilité plus petite. N^+ et N_2^+ seraient donc probablement minoritaires pour le second scénario dans la zone inter-électrodes. Les ions O_2^+ ont une mobilité proche de celle de N_3^+ et N_4^+ donc ils peuvent également être présents en densité élevée. Ceci est en accord avec les mesures de Luhr (54) qui indiquent que N_3^+ , N_4^+ et O_2^+ sont les ions à longue durée de vie dans l'air. Il semblerait donc que le second scénario est plus probable.

Nous avons réalisé un essai dans l'azote pur pour lequel le passage à l'arc est apparu immédiatement dès l'apparition d'un courant non nul. Dès que de l'air a été remis dans l'enceinte, la décharge s'est produite normalement sans un tel passage à l'arc. Cette observation serait à confirmer et laisserait supposer que l'oxygène tiendrait un rôle important dans la stabilisation de la décharge.

La limitation de cette méthode est que, lorsque plusieurs ions entrent en jeu, la mobilité résultante du point de vue du fluide est une pondération des mobilités de chaque ion. D'autre part, les valeurs des mobilités sont fonction du champ électrique (voir annexe B). Or le champ est fortement inhomogène dans notre dispositif. Il n'est donc pas possible de tirer des conclusions certaines et une étude plus poussée est nécessaire pour valider ces observations. Toutefois, suite à cette étude, nous avons pris la valeur $\mu_+ = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/s}$ pour la comparaison qui suit entre l'expérience et la simulation.

IV.3.2 Caractéristique Courant-Tension

La figure IV.43 présente les caractéristiques courant-tension calculées et mesurées. Pour les faibles valeurs de tension (9 kV), le calcul surestime le courant par rapport aux résultats expérimentaux. Pour les autres valeurs calculées, l'écart est inférieur à 10%. Ces résultats sont donc globalement en bon accord.

IV.3.3 Vitesse en fonction du courant et de la tension

La figure IV.44 présente les vitesses calculées et mesurées (et leurs interpolations) en fonction du courant et de la tension appliquée. Les expressions obtenues pour les interpolations analytiques sont les suivantes :

$$u_{exp} = 0,085 I^{0,51} \quad u_{simul} = 0,019 I^{0,73} \quad (\text{IV.4})$$

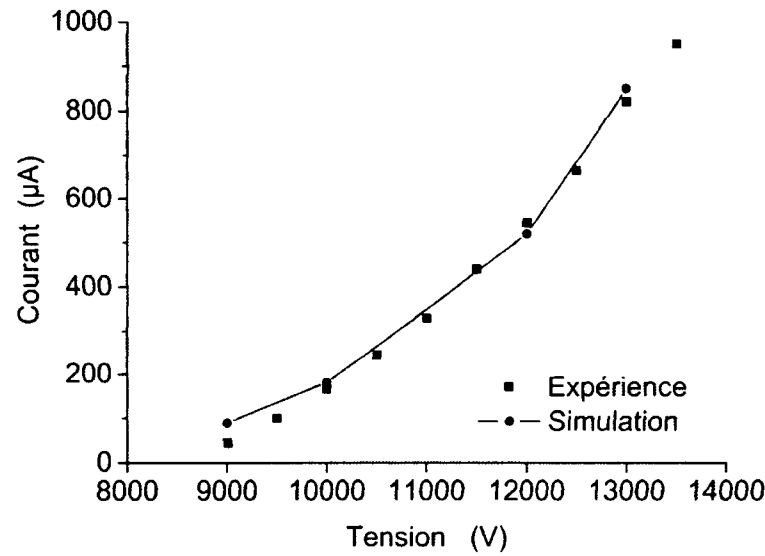


FIG. IV.43 – Comparaison entre les caractéristiques courant-tension calculée et mesurée. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

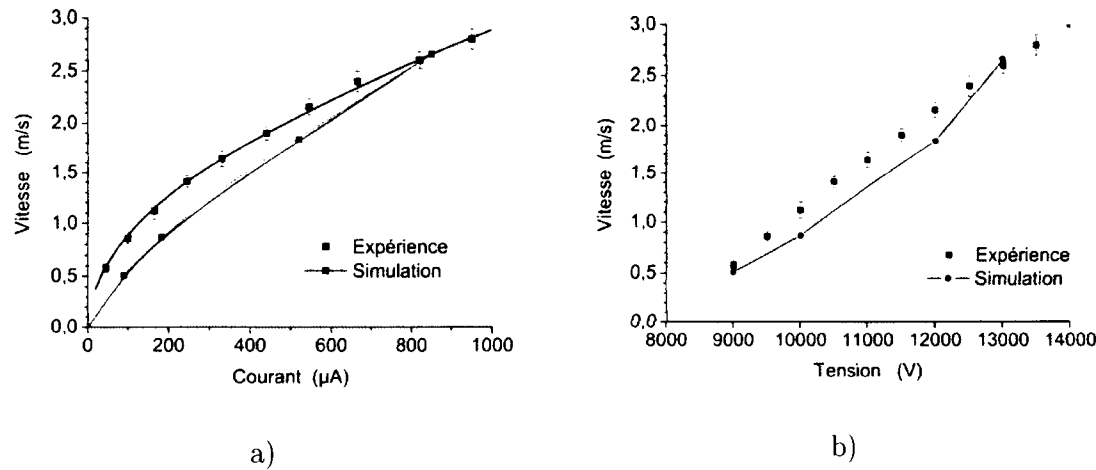


FIG. IV.44 – Comparaison entre les vitesses calculées et mesurées à mi-distance des électrodes sur l'axe du dispositif en fonction a) du courant et b) de la tension. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

L'exposant pour le courant est respectivement 0,51 et 0,73 dans le cas expérimental et numérique. À $100 \mu\text{A}/\text{m}$, l'écart entre les mesures et les calculs est de près de 40% puis il diminue. La tendance est globalement bonne mais le calcul ne reproduit pas exactement l'expérience.

L'évolution expérimentale de la vitesse en fonction de la tension est proche d'une droite avec toutefois une légère convexité vers le bas, alors que le calcul présente une convexité vers le haut. Les valeurs restent cependant proches à moins de 25%.

L'étude des mobilités ioniques a montré une forte dépendance de la vitesse aux valeurs de mobilité considérées. Or, comme le montre l'annexe B, ces valeurs dépendent du type d'ions et du champ électrique qui varie d'un ordre de grandeur entre les électrodes (voir figures IV.15 et IV.18). Le modèle d'une mobilité ionique constante a été utile dans cette étude pour comprendre le rôle de ce paramètre physique, mais il est trop simple pour rendre compte de la dépendance de la vitesse au courant. Il serait donc nécessaire dans une étude ultérieure de considérer une cinétique plus complexe avec différents ions et de prendre en compte les variations de leurs mobilités avec le champ électrique.

IV.3.4 Profils de vitesse entre les électrodes dans les directions axiale et transversale

Les résultats expérimentaux et numériques présentés à la section précédente (figure IV.44) sont en relativement bon accord pour une tension appliquée de 13 kV. La comparaison des profils présentée ici est donc menée à 13 kV. Les courants mesurés et calculés dans ce cas sont très proches, respectivement de 825 et 850 $\mu\text{A/m}$.

Les figures IV.45 et IV.46 présentent des profils de la composante x de la vitesse entre les deux électrodes : le profil selon l'axe x et les profils transversaux (selon la direction y) à différentes valeurs axiales. Les deux premiers profils transversaux sont entre les électrodes, les deux derniers en aval de la cathode.

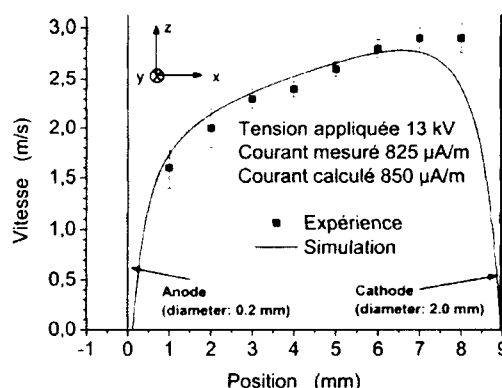


FIG. IV.45 – Comparaison entre les profils de vitesse calculés et mesurés, le long de l'axe, à 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm. Profil de la vitesse selon x le long de l'axe du système.

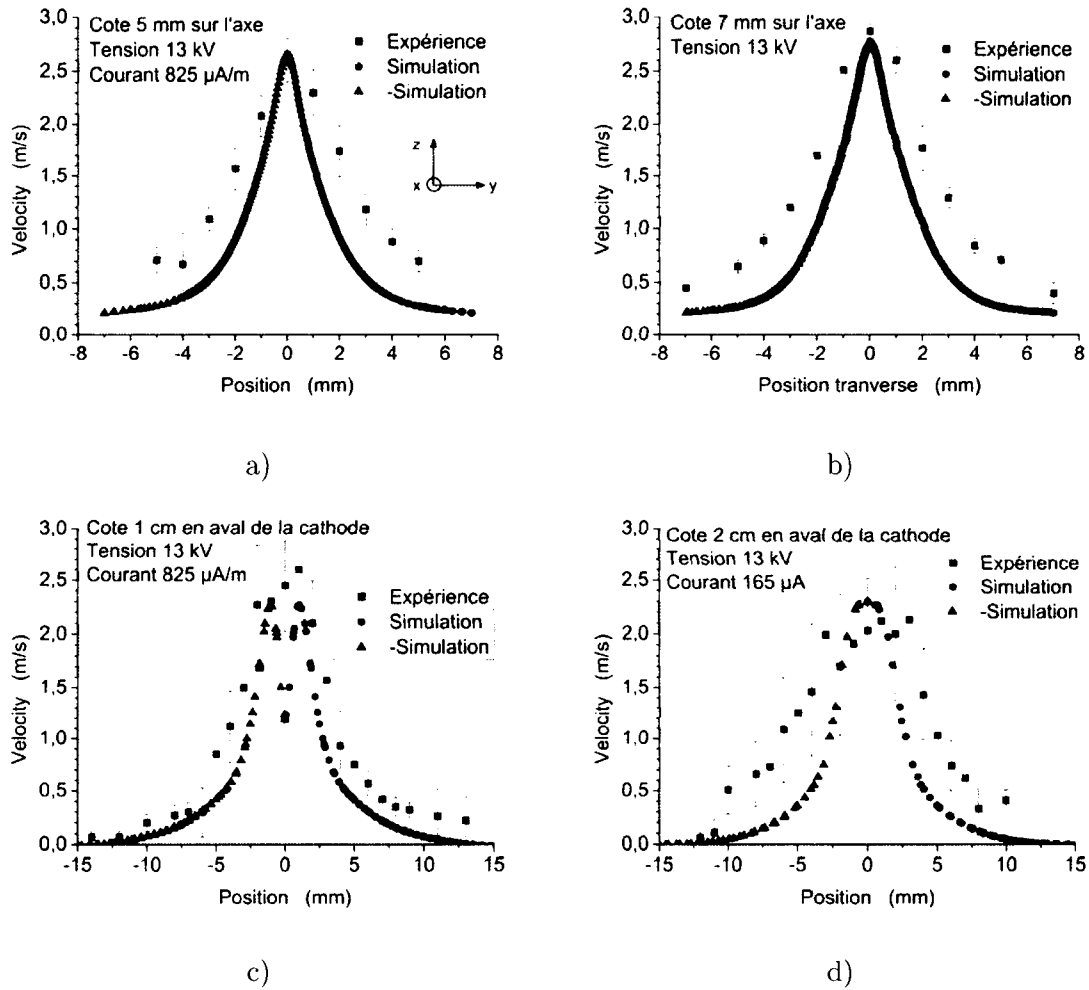


FIG. IV.46 – Comparaison entre les profils de vitesse calculés et mesurés à 13 kV. Configuration fil-fil. Diamètres des fils de 0,2 (anode) et 2,0 mm (cathode). Distance inter-électrodes : 10 mm.

- a) Profil transverse de la vitesse selon x à la cote 5 mm le long de l'axe en partant de l'anode,
- b) Profil transverse de la vitesse selon x à la cote 7 mm le long de l'axe en partant de l'anode,
- c) Profil transverse de la vitesse selon x à la cote 10 mm le long de l'axe en aval de la cathode,
- d) Profil transverse de la vitesse selon x à la cote 20 mm le long de l'axe en aval de la cathode.

Le profil calculé selon x (figure IV.45) est en bon accord avec les mesures. Le premier point mesuré à 1 mm confirme que la vitesse augmente rapidement à proximité de l'anode. Ce profil étant tracé sur la ligne terminant sur le point d'arrêt, la vitesse calculée s'annule à la

cathode en $x = 9$ mm. La vitesse mesurée ne décroît pas autant. L'une des raisons les plus plausibles est que la zone de mesure du dispositif LDV a une longueur (orientée dans la direction y), de l'ordre de 2 à 3 mm. On mesure donc les vitesses des particules qui dévient de la cathode.

Les profils transversaux calculés et mesurés sont présentés sur les graphes IV.46a, b, c, d. La vitesse axiale décroît très rapidement de part et d'autre de l'axe du dispositif ($x=0$) sur une distance de quelques millimètres. Les calculs ont la même évolution spatiale que les profils mesurés mais sont moins étalés spatialement. Une explication possible est la suivante. Comme il a été dit au paragraphe précédent, la zone de mesure par LDV a une certaine longueur, de l'ordre du millimètre. Comme la vitesse varie rapidement sur 1 mm dans la direction y , à la fois dans les calculs et dans les mesures, et comme le dispositif LDV a tendance à favoriser les vitesses élevées (voir explication à la section II.3.1.4) la moyenne des vitesses mesurées est décalée vers une valeur supérieure à la valeur locale.

En conclusion de cette section, les calculs obtenus pour ce modèle cinétique à trois espèces et cette configuration de paramètres physiques est en bon accord avec les mesures. Nous retrouvons numériquement des tendances assez proches des valeurs expérimentales. Le profil axial de vent ionique est en bon accord avec les mesures. Les profils transversaux calculés ont la même forme mais sont légèrement moins étalés que les mesures.

IV.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'ensemble des résultats obtenus au cours de ces travaux de thèse. L'étude expérimentale a permis d'étudier l'influence des paramètres géométriques, électriques et de la nature des électrodes et du gaz sur la décharge et le vent ionique. L'environnement électrique du dispositif a une influence sur la décharge et la configuration la plus intéressante est d'avoir une cathode à la masse et une anode reliée à la haute tension. La décharge positive est plus intéressante, car elle produit des vents plus forts. La nature du matériau n'a pas d'influence significative sur le vent ionique. Les paramètres géométriques influencent la caractéristique courant-tension et le passage à l'arc. Seule l'intensité du courant électrique contrôle la vitesse de vent ionique atteinte dans un gaz donné. L'étude numérique a permis d'expliquer certaines observations expérimentales et d'identifier le rôle de certains paramètres dans le développement de la décharge et du vent ionique. L'émission secondaire par bombardement ionique n'intervient pas dans notre configuration. La mobilité des ions joue un rôle important dans la dépendance de la vitesse du vent ionique au courant. Le modèle est relativement sensible au coefficient d'ionisation, d'attachement, de diffusion électronique, à la mobilité électronique et à la densité seuil. Une sélection critique des paramètres physico-chimiques proposés dans la littérature a permis d'obtenir des

simulations globalement en bon accord avec les mesures.

Conclusion

Ce manuscrit a présenté l'ensemble des travaux menés au laboratoire EM2C sur le vent ionique au cours des trois dernières années. Ils s'inscrivent dans la thématique du contrôle d'écoulement par décharge plasma en vue d'applications en aéronautique pour le recollement des couches limites sur les profils d'aile d'avion afin d'augmenter leurs performances et de réduire les pertes énergétiques liées à la turbulence ou au décrochage. Les vitesses de vent ionique obtenues à l'heure actuelle approchent de 10 m/s, ce qui n'est pas suffisant pour les applications citées qui nécessiteraient des vitesses de l'ordre de 100 m/s. La DBD produit des vitesses de vent comparables à celles obtenues en décharge couronne ; ceci n'est pas surprenant puisque le vent ionique est produit essentiellement entre les phases d'impulsions de courant. Peu de simulations sont réalisées en décharge couronne : El-Khabiry et Colver (25), Matéo-Vélez (59; 57; 58). Les travaux présentés ici ont eu pour objectif de chercher à comprendre les phénomènes à la base du vent ionique afin de connaître les paramètres importants qui le gouvernent. Ces paramètres peuvent être de nature géométrique, électrique ou physique. Notre étude a comporté deux parties : l'une expérimentale et l'autre numérique.

L'étude expérimentale a tout d'abord consisté en la conception et la fabrication d'un dispositif à paramètres ajustables composé de deux électrodes cylindriques reliées aux bornes d'une alimentation haute tension continue. Ce dispositif a permis d'étudier l'influence de l'écartement des électrodes, de leurs diamètres, des matériaux qui les composent, de la tension appliquée, de sa polarité, du courant et de la nature gaz sur la décharge plasma et le vent ionique. Pour mesurer la vitesse du vent ionique, nous avons mis en place deux dispositifs, l'un de Vélocimétrie Doppler Laser et l'autre d'Anémométrie par Fil Chaud.

Cette première étape expérimentale nous a conduit à sélectionner une configuration pour la partie modélisation du vent ionique. Cette modélisation a pris en compte les équations de Poisson, de continuité de la densité électronique, des densités ioniques (un type d'ion positif et un ion négatif), de continuité de masse et de Navier-Stokes. Cette modélisation a été réalisée avec le logiciel FLUENT et des modules programmables. Le calcul par FLUENT du champ électrique dans le vide a tout d'abord été validé par comparaison avec des résultats analytiques. La méthode de discrétisation spatiale et la convergence du maillage ont été étudiées. Nous avons ensuite réalisé une étude de sensibilité du modèle aux paramètres

physico-chimiques : le coefficient d'ionisation, le coefficient d'attachement, les taux de recombinaison électron-ion positif et ion positif-ion négatif, le coefficient de diffusion et la mobilité des espèces chargées.

Cette double approche du phénomène du vent ionique a conduit à de nombreuses observations et à des résultats intéressants. Nous avons tout d'abord retrouvé des résultats décrits dans la littérature à savoir que la vitesse varie comme le carré du courant électrique. Dans l'air, la décharge positive génère un vent ionique plus important que la décharge négative. Nous nous sommes donc concentrés sur la décharge positive. La répétabilité de sa caractéristique courant-tension est très bonne. Cependant le courant maximal atteint avant claquage semble sensible à l'état de surface du matériau. Notre étude paramétrique a montré que seul le courant joue directement sur la vitesse du vent ionique. Les autres paramètres influencent la caractéristique courant-tension, le seuil de tension de passage à l'arc et donc le courant maximal. Quelle que soit la distance inter-électrodes et le diamètre des fils, la vitesse reste sensiblement la même à courant fixé. En revanche nous avons observé une forte influence des paramètres géométriques sur la caractéristique courant-tension. Sur la plage de distances inter-électrodes considérée, le courant, donc la vitesse, sont maximaux pour le plus petit écartement étudié. La diminution du diamètre de l'anode favorise l'ionisation et donc augmente le courant. L'augmentation du diamètre de la cathode favorise le courant et surtout retarde le passage à l'arc, ce qui permet d'augmenter fortement le courant.

Certains résultats ont été obtenus grâce à la complémentarité des observations expérimentales et numériques. Dans le cas de notre configuration, l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique à la cathode joue un rôle négligeable car les caractéristiques courant-tension ne changent pas avec le matériau des électrodes. Cette observation est confirmée par les résultats numériques qui sont en désaccord avec les résultats expérimentaux lorsque le coefficient de bombardement ionique est non nul. En revanche, ces résultats montrent que si l'on parvenait à obtenir une émission secondaire importante, il serait possible d'augmenter fortement la dynamique de la décharge, donc le courant et la vitesse du vent ionique. D'autre part, la sensibilité du modèle à une densité minimale des charges modélisant l'ionisation naturelle de l'air semble conforme à des variations journalières raisonnables de ces densités. Enfin l'aspiration observée au dessus de l'anode stressée sur les expériences de Moreau et al. (63; 64) est reproduite par les simulations.

L'étude de la mobilité des ions a été une étape importante. Les études de sensibilité de ce paramètres ont permis de mettre en évidence sa forte influence sur la dynamique de la décharge et sur l'évolution de la vitesse en fonction du courant. D'autre part, l'étude du vent ionique réalisée dans l'argon et l'hélium a apporté plusieurs informations. Tout d'abord le modèle de la force, exprimée comme le produit des densités de charge par le champ électrique, représente correctement le vent ionique puisque les vitesses obtenues dans l'air et l'argon dont les ions ont des mobilités proches, sont les mêmes alors que pour l'hélium dont la mobilité est supérieure, les vitesses sont plus faibles. Elle a également permis par

comparaison des mobilités, d'estimer les ions prépondérants dans la zone inter-électrodes : N_3^+ , N_4^+ et O_2^+ .

Une étude de sensibilité du modèle aux autres paramètres physico-chimiques, tels que les coefficients d'ionisation, d'attachement, de diffusion et la mobilité électronique a été menée des valeurs proposées dans la littérature. Des différences significatives entraînant des variations numériques importantes ont été relevées dans certains cas, notamment pour le taux d'attachement électronique à l'oxygène.

Les comparaisons entre les caractéristiques courant-tension et les profils de vitesse mesurés et calculés montrent une bonne adéquation des calculs avec les résultats expérimentaux pour le modèle chimique simplifié considéré et avec des coefficients de mobilité ionique constants.

De nombreuses perspectives sont envisageables pour poursuivre ces travaux et compléter ces résultats. Pour la partie numérique, à la suite des conclusions sur l'étude de la mobilité ionique, plusieurs pistes sont ouvertes. Tout d'abord, au vu des courbes de mobilités ioniques tracées en fonction du champ électrique dans l'annexe B, il est recommandé d'utiliser une expression de la mobilité variable en fonction du champ électrique. D'autre part, il serait intéressant de complexifier la cinétique chimique de la décharge afin de simuler les densités d'ions de mobilités différentes. Une mobilité non constante devrait donner une répartition de charges différente. Comme le montre Dahlquist (22), les ions rapides et lents de l'azote coexistent sur une plage de champ électrique (2 - 7 MV/m à pression atmosphérique). La mobilité devrait donc changer en fonction de la position dans notre décharge par changement de la nature des ions et de l'intensité du champ électrique. Ces perfectionnements du modèle pourraient permettre d'améliorer l'allure de variations de la vitesse en fonction du courant. Une autre piste serait de réaliser dans le cas numérique, l'étude paramétrique menée sur l'expérience, afin de tester la robustesse du modèle aux paramètres géométriques. Par exemple, puisque les résultats expérimentaux ont montré une forte influence du diamètre de la cathode, il serait intéressant de faire varier ce paramètre dans la simulation et de vérifier les variations observées du champ électrique, de la décharge et de la force.

Pour la partie expérimentale, plusieurs perspectives sont également ouvertes pour la poursuite de ces travaux. Ce qui limite la vitesse du vent ionique est le passage à l'arc. Or le mécanisme à la base du claquage a une durée non nulle. Il serait donc intéressant d'interrompre la tension appliquée avant la création de l'arc. Ceci correspond à utiliser une tension impulsionnelle, d'une durée inférieure à celle de création de l'arc et de l'appliquer de manière répétitive. La fréquence est à choisir de sorte à laisser les densités de charges diminuer suffisamment pour éviter un emballement local de l'ionisation entraînant le claquage, tout en évitant une disparition trop importante de ces mêmes espèces. En parallèle, une décharge continue imposée entre les électrodes permettraient d'accélérer les ions ainsi créés. Cette méthode permettrait d'atteindre des valeurs de tension appliquée beaucoup plus importantes

tout en évitant le claquage. Des progrès technologiques dans la conception d'alimentations haute tension impulsionnelles et répétitives à haute fréquence permettent aujourd'hui d'envisager de telles expériences. Cette idée a été envisagée au début de la thèse, mais elle a depuis été mise en application dans d'autres laboratoires : des expériences très prometteuses ont été menées avec des DBD couplées à des impulsions nanosecondes hautes fréquences.

Annexe A

Coefficients de transport, d'ionisation et d'attachement des électrons calculés par Bolsig

BOLSIG (1) est un logiciel libre écrit en FORTRAN par J.P. Boeuf et L.C. Pitchford du LAPLACE à l'Université Paul Sabatier de Toulouse et W.L. Morgan du Kinema Research aux États-Unis. Ce logiciel calcule les solutions de l'équation de Boltzmann pour les électrons dans un gaz faiblement ionisé en régime stationnaire et soumis à un champ uniforme. La mobilité électronique, l'énergie moyenne, le coefficient d'ionisation dans N_2 et O_2 et l'attachement dans O_2 sont calculés par une simulation Monte Carlo basées sur un algorithme de Boeuf et Marode (1982), à partir des sections efficaces mesurées ou calculées recueillies par Phelps (77) pour O_2 et par Phelps et Pitchford (78) pour N_2 . Les mobilités des ions sont celles de N_2^+ dans N_2 et celles de O_2^+ et O^- dans O_2 , issues de Ellis et al. (26).

Pour utiliser les coefficients de transport calculés par Bolsig (1), nous avons interpolé les valeurs présentées dans le tableau A.1. Elles sont présentées, avec leur expression analytique sur les figures A.1 A.2, A.3 et A.4 de cette annexe. Les points noirs correspondent aux valeurs du tableau A.1, les courbes rouges aux fonctions d'interpolations. Les courbes noires joignent simplement les points noirs.

TAB. A.1 – Valeurs des coefficients de transport, d'ionisation et d'attachement calculés par Bolsig pour un mélange ($N_2 - O_2$) = 80% – 20%)

Champ réduit V/cm/torr	Mobilité électronique torr.cm ² /V/s	Coeff. de diffusion torr.cm ² /s	Taux , d'ionization 1/cm/torr	Taux d'attachement 1/cm/torr
10	468300	583600	$1.11 \cdot 10^{-8}$	$3.665 \cdot 10^{-5}$
20	404000	611400	$9.93 \cdot 10^{-5}$	0,002714
30	366300	751100	0.00274	0,008791
40	345100	914600	0.01563	0,01246
50	328600	$1.05 \cdot 10^6$	0.04685	0,01356
60	315800	$1.15 \cdot 10^6$	0.11016	0,01346
70	305300	$1.24 \cdot 10^6$	0.1807	0,01281
80	296300	$1.31 \cdot 10^6$	0.2835	0,01201
90	287200	$1.38 \cdot 10^6$	0.4182	0,01136
100	280000	$1.44 \cdot 10^6$	0.5672	0,01058
110	273800	$1.49 \cdot 10^6$	0.7331	0,009851
120	268100	$1.54 \cdot 10^6$	0.9087	0,009181
130	262600	$1.59 \cdot 10^6$	1.106	0,008601
140	258000	$1.64 \cdot 10^6$	1.296	0,008042
150	252900	$1.68 \cdot 10^6$	1.526	0,007585
160	248600	$1.73 \cdot 10^6$	1.748	0,007151
170	244600	$1.77 \cdot 10^6$	1.974	0,006758
180	240800	$1.81 \cdot 10^6$	2.197	0,006408
190	236800	$1.86 \cdot 10^6$	2.461	0,006089
200	233800	$1.90 \cdot 10^6$	2.676	0,005784

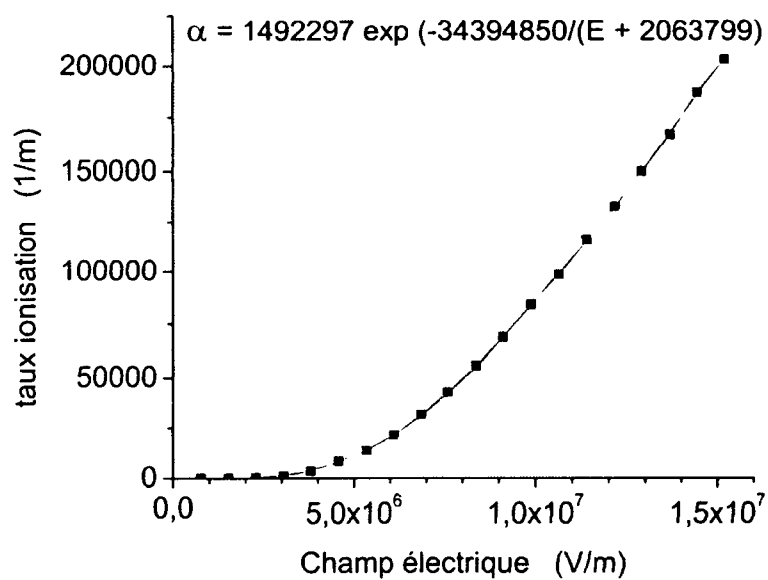


FIG. A.1 – Taux d'ionisation calculés par Bolsig (1) et interpolation proposée.

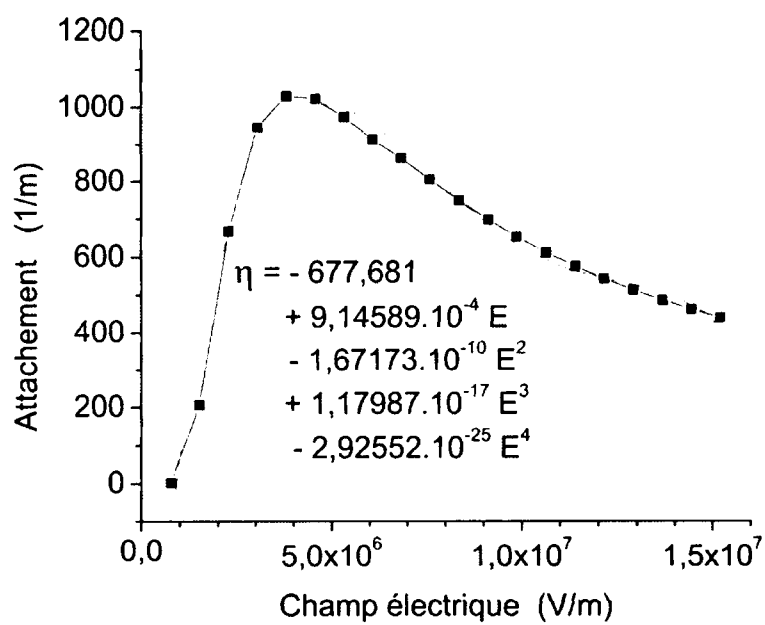


FIG. A.2 – Taux d'attachement calculé par Bolsig (1) et interpolation proposée.

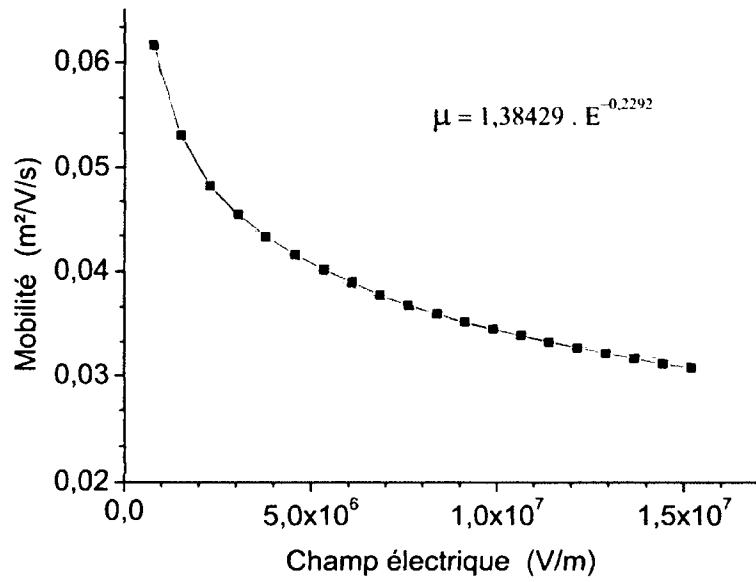


FIG. A.3 – Mobilité électronique calculée par Bolsig (1) et interpolation proposée.

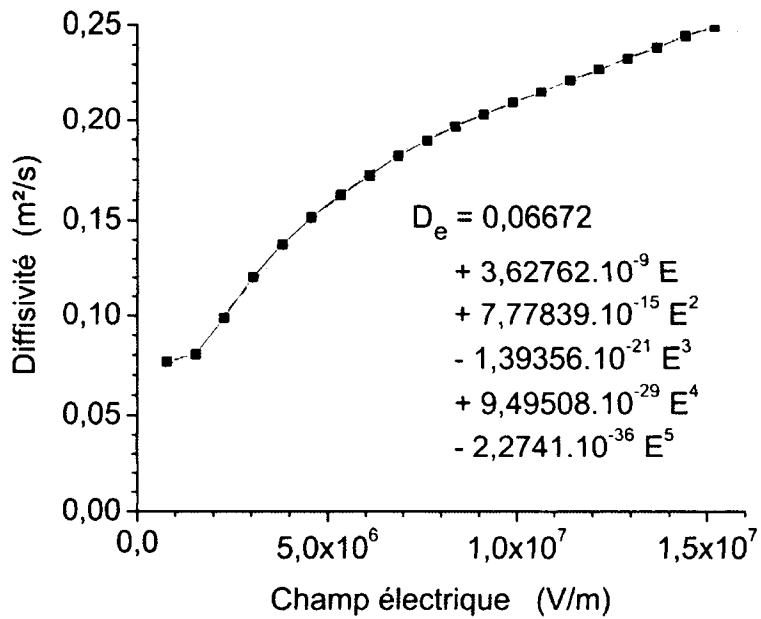


FIG. A.4 – Calculs de la diffusivité électronique calculée par Bolsig (1) et interpolation proposée.

Annexe B

Mobilité des ions de l'air en fonction du champ électrique

La présente annexe présente les valeurs des mobilités de certains ions reportées par Ellis et al. (26). Elle sont tracées sur les figures B.1 à B.15. Les valeurs viennent des mesures de Moseley et al. (71), Snuggs et al. (96) et Burch (14). Il s'agit de la mobilité réduite, définie par

$$\mu_{i,o} = \mu_i \frac{273,16}{T} \frac{p}{760} \quad (\text{B.1})$$

T est la température ambiante prise égale à 300 K. p la pression. Ces valeurs sont en très bon accord avec les mesures récentes de Basurto et al. (7) et de Kanzari et al. (36) pour N_2^+ , O_2^+ , Ar^+ et He^+ qui recensent les résultats de nombreuses sources. Ces graphes présentent aussi les résultats de Dahlquist (22) pour N_2^+ et N_3^+ et ceux de Bekstein (8) et Samson et Weissler (90) pour N_4^+ .

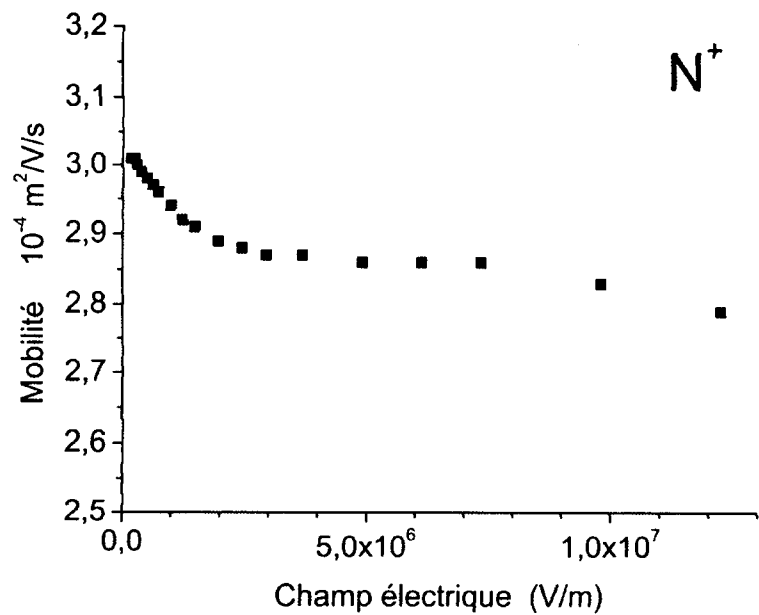


FIG. B.1 – Mobilité de N^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26).

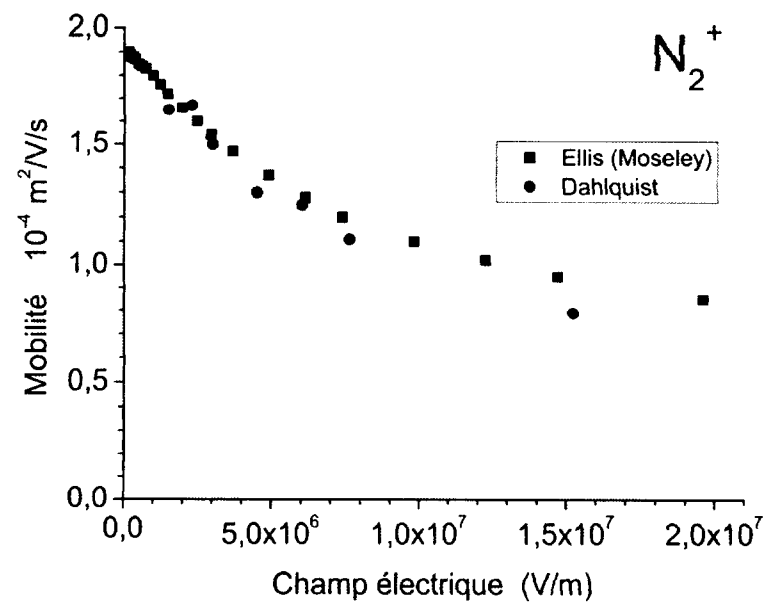


FIG. B.2 – Mobilité de N_2^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Dahlquist, 1963 (22).

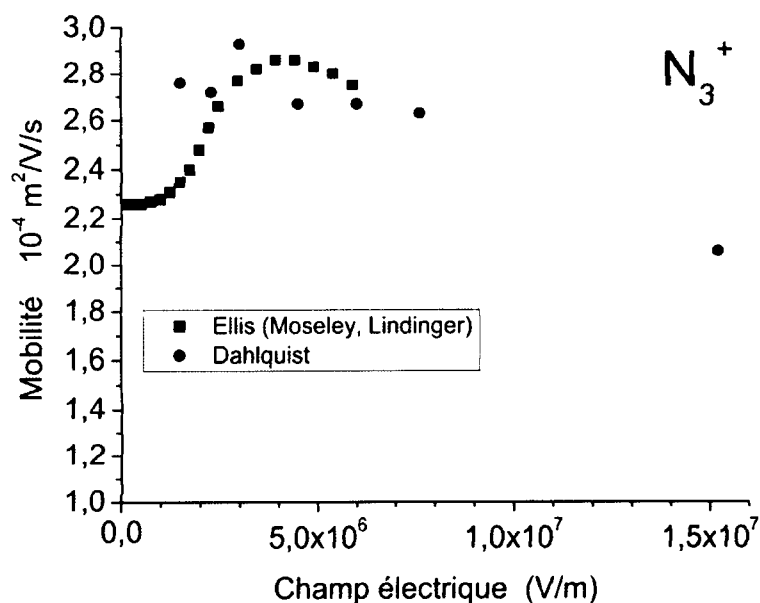


FIG. B.3 – Mobilité de N_3^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Dahlquist, 1963 (22).

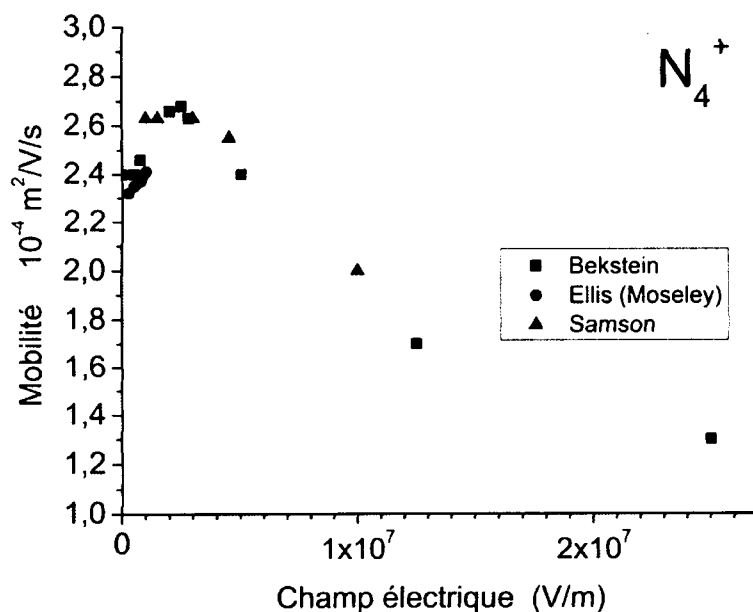


FIG. B.4 – Mobilité de N_4^+ en fonction du champ électrique Bekstein et al, 2007 (8), Ellis et al, 1976 (26) et Samson et Weissler, 1965 (90).

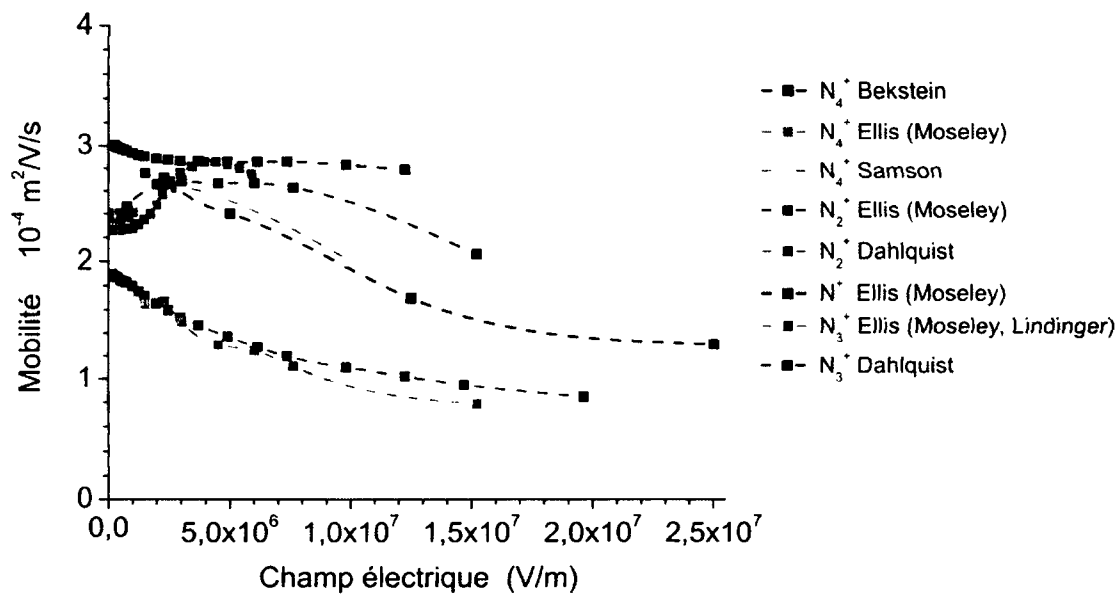


FIG. B.5 – Récapitulatif des mobilités des ions de l'azote en fonction du champ électrique Bekstein et al, 2007 (8), Ellis et al, 1976 (26), Dahlquist, 1963 (22) et Samson et Weissler, 1965 (90).

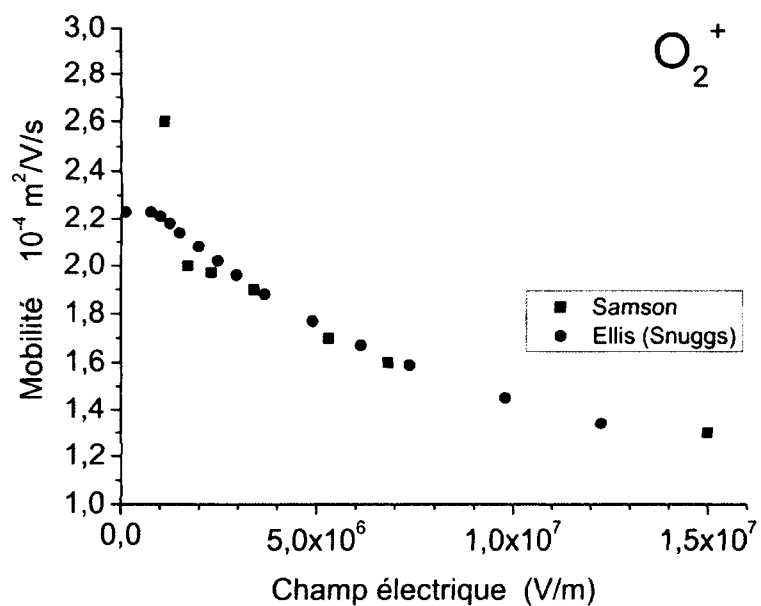


FIG. B.6 – Mobilité de O_2^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Samson et Weissler, 1965 (90).

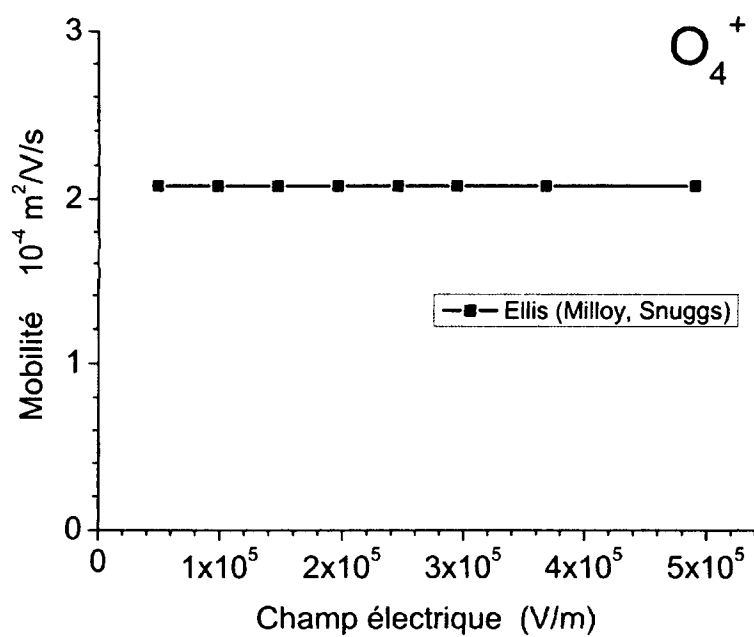


FIG. B.7 – Mobilité de O_4^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26).

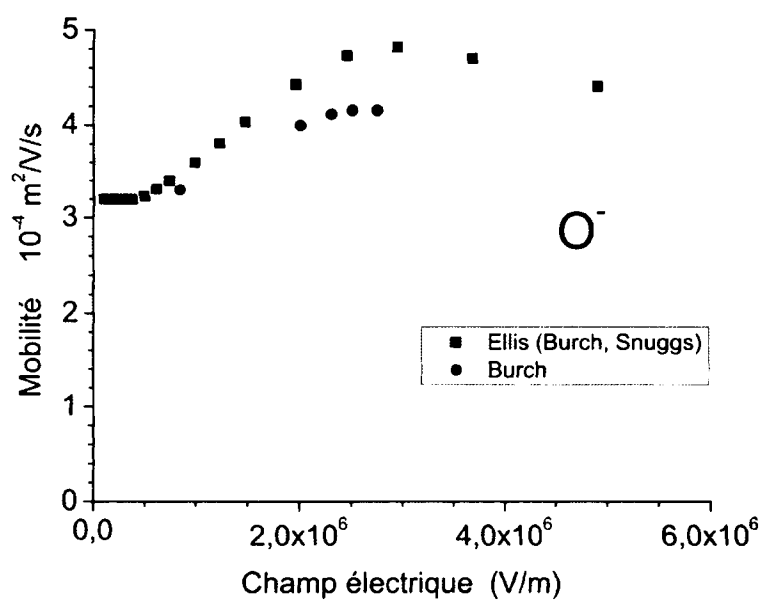


FIG. B.8 – Mobilité de O^- en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26), Burch et Geballe, 1957 (14).

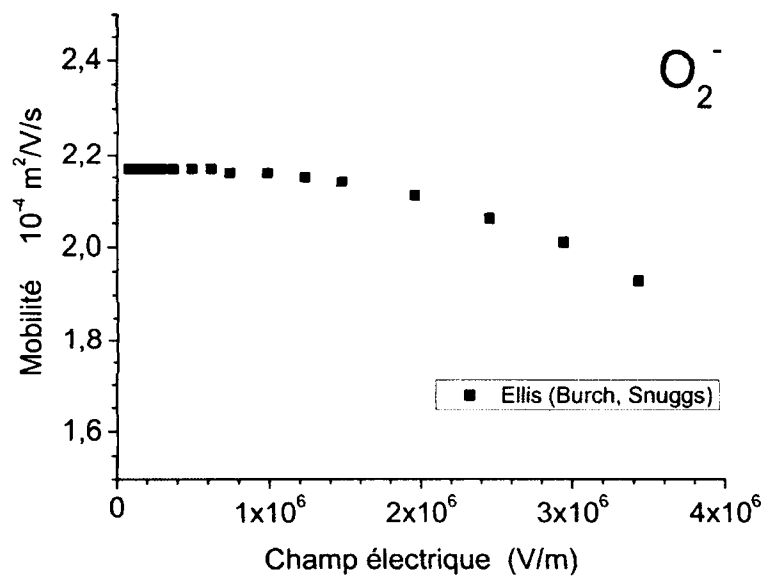


FIG. B.9 – Mobilité de O_2^- en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26).

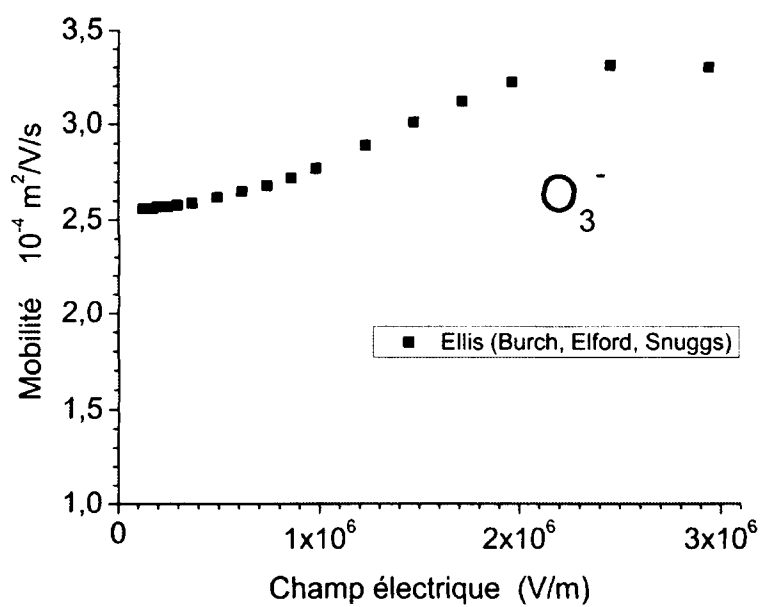


FIG. B.10 – Mobilité de O_3^- en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26).

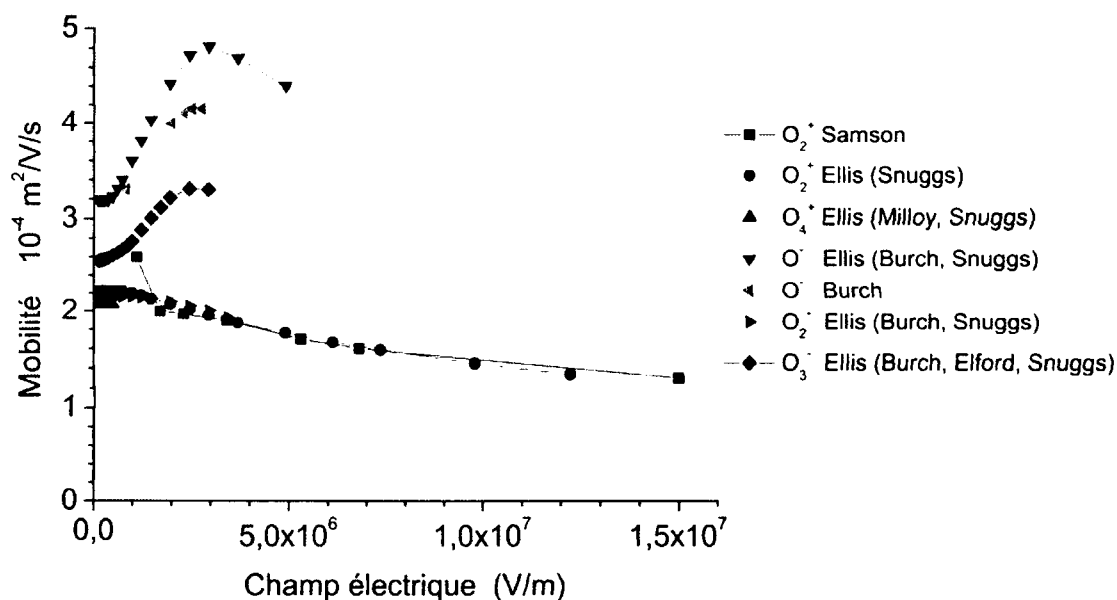


FIG. B.11 – Récapitulatif des mobilités des ions de l'oxygène en fonction du champ électrique Burch et Geballe, 1957 (14), Ellis et al, 1976 (26), Dahlquist, 1963 (22) et Samson et Weissler, 1965 (90).

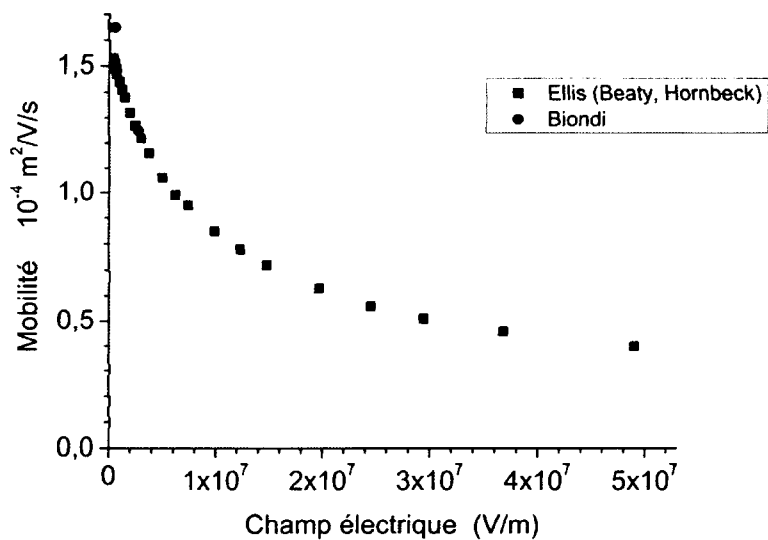


FIG. B.12 – Mobilité de Ar^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Biondi et Chanin, 1954 (9).

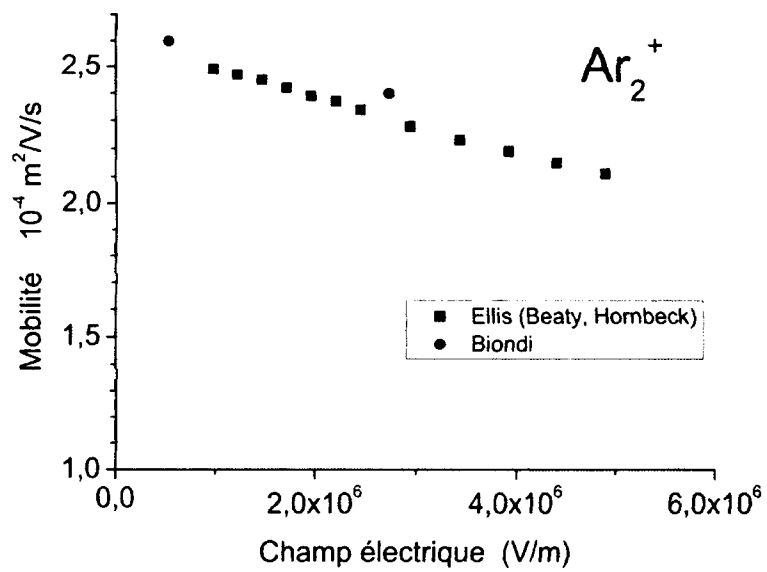


FIG. B.13 – Mobilité de Ar_2^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Biondi et Chanin, 1954 (9).

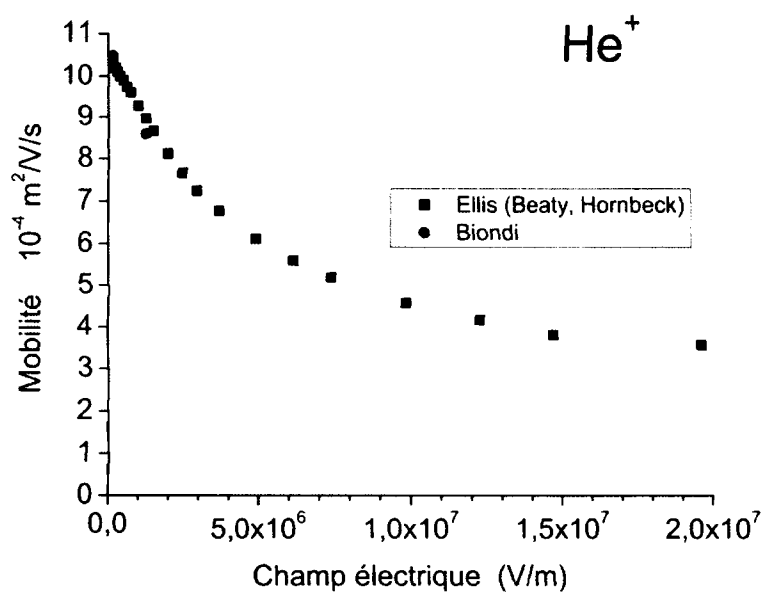


FIG. B.14 – Mobilité de He^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Biondi et Chanin, 1954 (9).

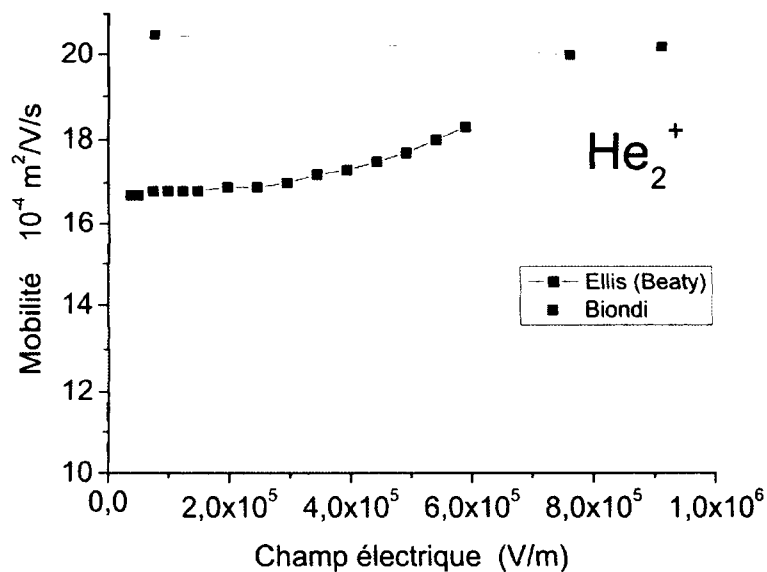


FIG. B.15 – Mobilité de He_2^+ en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Biondi et Chanin, 1954 (9).

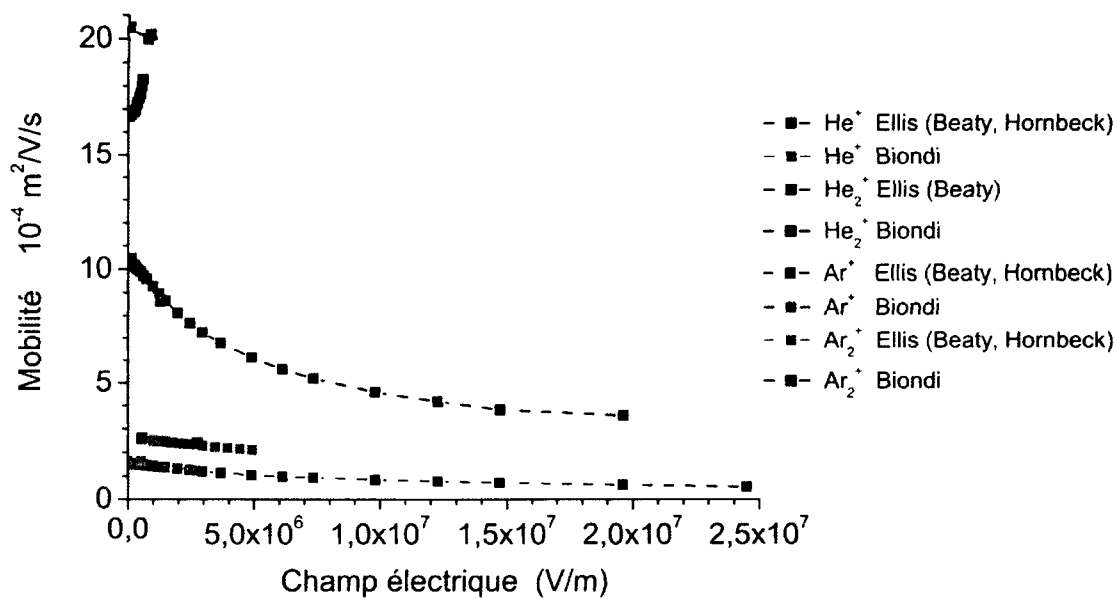


FIG. B.16 – Récapitulatif des mobilités des ions de l'argon et de l'hélium en fonction du champ électrique Ellis et al, 1976 (26) et Biondi et Chanin, 1954 (9).

Annexe C

Article AIAA-2007-4611

présenté à la conférence AIAA qui s'est tenue à l'hotel Hyatt Regency Miami, à Miami, Florida, entre les 25 et 28 Juin 2007 :

25th AIAA Applied Aerodynamics Conference

37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit

18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference

38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference in conjunction with the 16th International Conference on MHD Energy Conversion

39th AIAA Thermophysics Conference

Référence complète de l'article :

Philippe Bérard, Deanna A. Lacoste, Christophe O. Laux, Measurements and Simulations of the Ionic Wind Produced by a DC Corona Discharge between Cylindrical Wires, AIAA-2007-4611, 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Miami, Florida, June 2007.

Measurements and Simulations of the Ionic Wind Produced by a DC Corona Discharge in Air, Helium and Argon

Philippe Bérard¹, Deanna A. Lacoste² and Christophe O. Laux³

Laboratoire EM2C, CNRS UPR 288, École Centrale Paris, Châtenay-Malabry, 92290, France

A parametric study of the ionic wind produced by a DC corona discharge between two parallel wires in atmospheric air is presented. The experiment intends to examine the effect of the gap distance between the electrodes, the wire diameters, the material and the polarity of the electrodes, the type of gas, the voltage and the current. The current is steady for the positive discharge and pulsed (Trichel pulses) in the negative one. The state of the surface of the electrodes (but not their material) does have an effect on the ionic wind. We verified the analytic prediction that the ionic wind varies as the square root of the current. In our experimental ranges, to maximize the ionic wind, the distance must be the smallest, the electrode diameter dissymmetry the largest. A model is proposed to simulate the ionic wind for our experimental setup. The results with simplified air chemistry are in good agreement with the measurements.

Nomenclature

D_e	=	electron diffusion coefficient
$D_{\pm}$	=	diffusion coefficient of positive and negative ions
e	=	elementary charge
E	=	electric field
ϵ_0	=	vacuum permittivity
μ_e	=	electron mobility
$\mu_{\pm}$	=	mobility of positive and negative ions
N	=	air number density
n_e	=	electron number density
$n_{\pm}$	=	positive and negative ion number density
$\vec{n}$	=	unit vector normal to the surface
ρ	=	air density
S_{ion}	=	ionization rate
S_{att}	=	attachment rate
S_{e-ion}	=	electron-ion recombination rate
$S_{ion_pos-ion_neg}$	=	positive-negative ion recombination rate
$\vec{\tau}$	=	viscosity tensor
$\vec{u}$	=	fluid velocity
$\vec{u}_e$	=	electron velocity
$\vec{u}_{+}$	=	positive ion velocity

¹ Ph. D. Student.

² Research Engineer, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS).

³ Professor, Mechanical and Aerospace Engineering Dept., Associate Fellow AIAA.

$\overline{u_-}$ = negative ion velocity
 V = electric potential

I. Introduction

THE effect of the ionic wind created by a corona discharge or a dielectric barrier discharge on the boundary layer of an airfoil has interesting potential applications for the purpose of reducing drag, controlling the transition to turbulence, and for flow actuation. Léger *et al.*¹, Roth *et al.*², and Corke *et al.*³, have successfully demonstrated boundary layer reattachment of a low-speed flow on a surface. Predictions of the ionic wind between two wires have been made with analytical models (Stuetzer⁴) and more recently with numerical simulation (Matéo-Vélez *et al.*⁶). However there are no clear and conclusive comparisons at present between experiments and simulations for the wire-wire geometry in air. Furthermore, the velocities presently reached are too small to be applicable in high-speed flows. Thus, we propose a parametric study of a simple test case composed of two wires to quantify the effect of the discharge and the geometry on the flow velocity.

The principle of the ionic wind between two wires can be explained as follows (Lacoste *et al.*⁹). Around each wire, the electric field decreases inversely proportional to the distance to the wire. For small wire diameters, the electric field is high enough to ionize the air. The positive ions drift toward the cathode while the negative ions stay close to the anode. In their movement, the positive ions transfer momentum to the neutral molecules through collisions. At the vicinity of the cathode, electrons attach to oxygen and O_2^- drifts toward the anode, transferring momentum to the neutrals. Two opposite charge currents appear. The net flow is called the ionic wind.

II. Experimental setup

The experimental setup, shown in Fig. 1, is comprised of two parallel wires of 20 cm length in air at atmospheric pressure and ambient temperature. The adjustable parameters are the diameter, material, and polarity of the electrodes, the gap distance, voltage, and current and also the type of gas (air, argon, helium). Electrodes of various materials (copper, steel, zinc, aluminum) and diameters (from 0.2 to 1.0 mm for the first wire and from 1.0 to 2.0 mm for the second) can be used. The gap between the two wires is adjustable from 0.5 to 4 cm. The thinnest electrode is raised to a high DC potential adjustable up to 20 kV with a FUG 140-20000 power supply. The other one is connected to ground. We measured the current-voltage characteristics and the flow velocities (using Laser Doppler Velocimetry or hot wire anemometry), as a function of the various parameters.

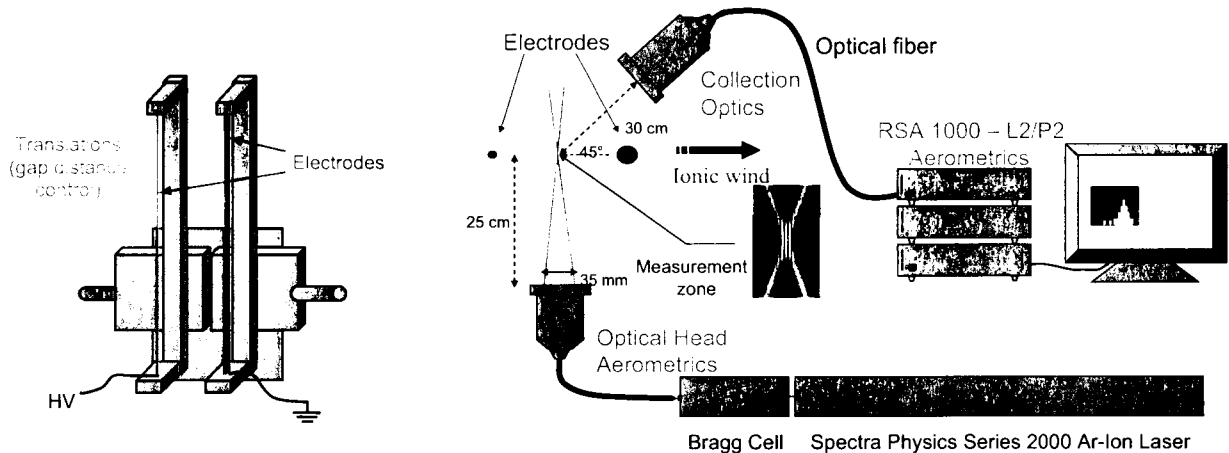


Figure 1. Experimental setup

III. Experimental results

The thin and positively stressed electrode is surrounded by a uniform purple luminescent halo, characteristic of the emission of a corona discharge. This emission increases with the current until a spark appears. Thus, unlike Moreau *et al.*⁸ who observed several regimes ("spot" regime up to 200 $\mu A/m$, "streamer corona" regime from 200 to 800 $\mu A/m$ and "glow" from 800 $\mu A/m$ to 2.5 mA/m), we only observe a "glow" regime up to a current of 1.3 mA/m.

It should be noted however that Moreau *et al.*^{1,8,11} use a different configuration (copper wire anode of diameter 0.7 mm and copper wire cathode of diameter 2.0 mm, separated by 4 cm, placed on a dielectric and both a positively biased anode and negatively biased cathode).

To observe possible high frequency current fluctuations, we measured the current through the circuit with a shunt and a LeCroy Wave Surfer 434 oscilloscope (350 MHz). In the negative discharge, we observed the well

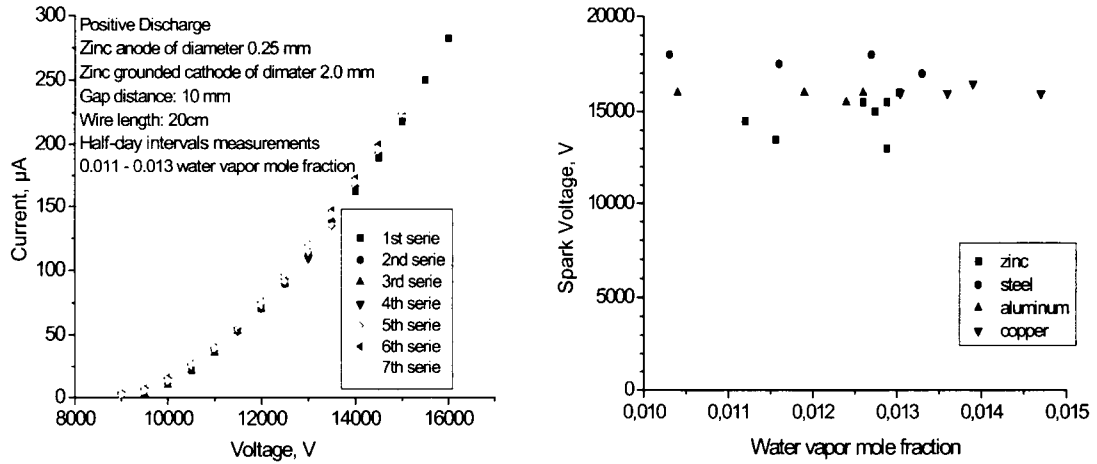


Figure 2. a) Repeatability of the current-voltage characteristic measurements.

b) Breakdown threshold versus ambient air humidity for the various electrode materials tested.

known Trichel pulses¹⁰, of frequency proportional to the average current in the range 10 to 700 kHz in the range of current studied. Their duration is 300 ns and their amplitude a few mA. In the positive discharge, the behavior is different. The current is steady (current pulses of less than 0.15 mA at very low frequency between 1 and 10 Hz, independent of the applied voltage are observed, and are probably caused by internal characteristics of the power supply). We conclude that the positive discharge presents no current pulses. This result is again in contrast with the results of Moreau *et al.*¹¹ for a configuration of two wires placed at the surface of a dielectric, hence suggesting the

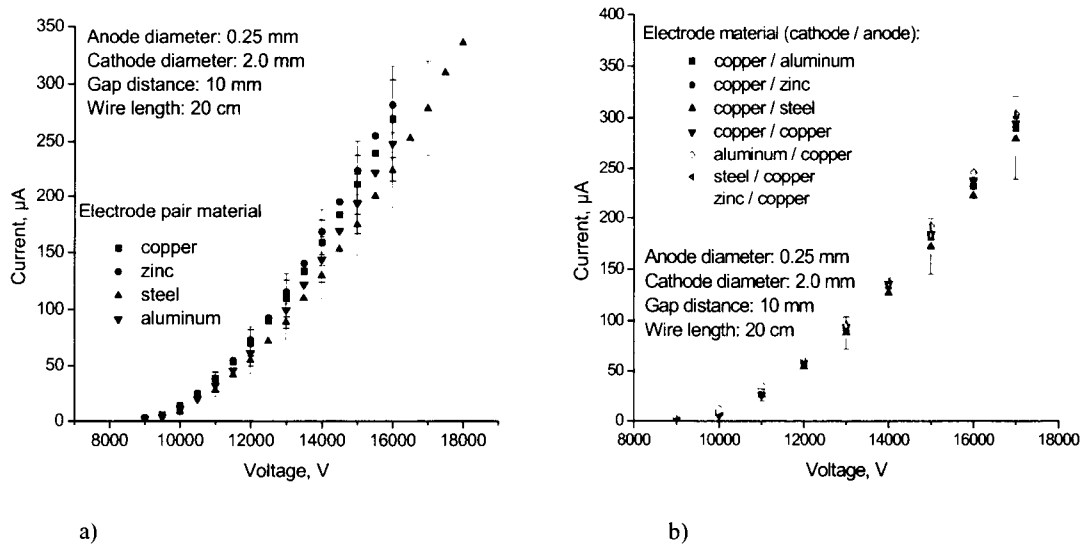


Figure 3. Current-voltage characteristics: a) for pairs of electrodes of the same material, b) for combinations of materials.

essential influence of the dielectric on the discharge electrodynamics.

As mentioned above, the corona is located in the vicinity of the stressed electrode, where the electric field and ionization rate are the highest. To examine the influence of the electrode material on the discharge and on the ionic wind, we made measurements with electrodes of copper, aluminum, steel, and zinc. First we considered pairs of electrodes of the same material, then combinations of materials. For each configuration we repeated the measurements of current-voltage characteristics several times at half-day intervals. First, as shown on Fig. 2 the shape of the current-voltage characteristics and breakdown voltage do not change with humidity for water vapor mole fractions between 1.0 and 1.5%. Second, as shown in Fig. 3, within experimental uncertainty, no difference was obtained for the current-voltage characteristics obtained with the different materials. We conclude that there is no effect of the nature of the electrode material on the ionic wind in our case. However we observe that the maximum current reached before breakdown can vary by as much as a factor of two for different wires of a given material. We assume this can be explained by the state of the wire surface but we have not quantified this effect in the present study. For the rest of the parametric study presented here, we used copper electrodes.

Figure 4 shows the velocity as a function of the current for various gap distances. The wire diameters are fixed at 0.35 mm for the anode and 2.0 mm for the cathode. The fits show that in all cases the velocity varies with the square root of the current. This agrees with the literature⁷. That is, to increase the maximum flow velocity we have to maximize the current passing through the system. In the present experiments, the current was always limited by the appearance of a spark.

The gap between the two electrodes plays an important role. Figure 5 shows two graphs for a pair of wires of 0.2 and 2.0 mm in diameter. The circles in Fig. 5 represent the maximum current reached just before the spark as a function of the gap distance. The highest currents are obtained for the smallest gap distances. Thus, to maximize the velocity, we have to minimize the gap distance. The squares in Fig. 5 show the maximum voltage reached before breakdown divided by the gap distance, *i.e.* the maximum average electric field. The highest values are also obtained for the smallest gap distances. Based on

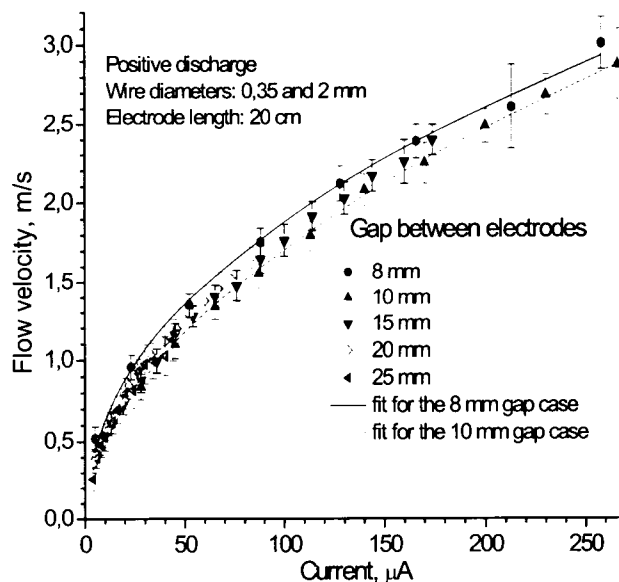


Figure 4. Measured flow velocity as a function of the current and the gap distance. The fitted lines correspond to a power law x^a with $a = 0.47$ (solid line) and $a = 0.53$ (dotted line).

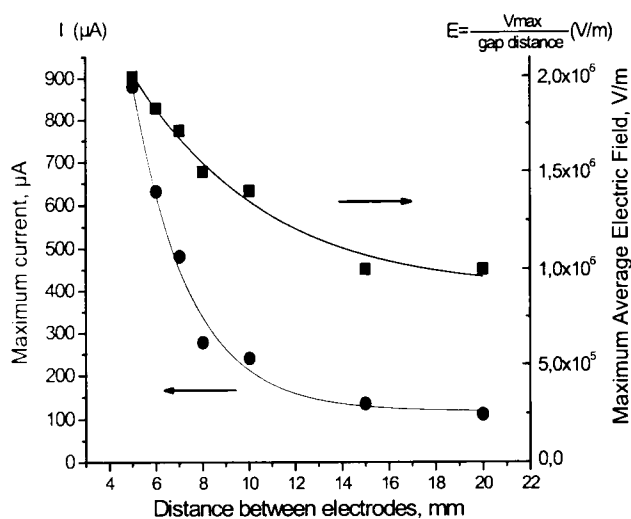


Figure 5. Effect of the gap distance on the maximum current and electric field obtained before breakdown. The lines are exponential fits.

theoretical expressions^{4,9}, the electrodynamic force applied to the flow is proportional to the electric field. Figure 5 shows that on the range of gap distances studied, the highest force is obtained for the shortest gap distance.

Other geometric parameters influencing the discharge are the wire diameters. In the vicinity of each wire, the electric field decreases inversely proportional to the distance to the wire. The thinner the wire, the greater the electric field at its surface. This has two consequences. If the two wires have the same diameter and if the mobilities of the positive and negative ions created at the electrodes are equal, then the drift ion currents created at both electrodes compensate one another and there is no net ionic wind. This was observed experimentally by Moreau *et al.* and confirmed in the present experiments. Increasing the dissymmetry between the two diameters favors one of the two ion currents. The other consequence is that reducing the diameter of the small wire favors the ionization rate at its vicinity. Figure 6 shows that for fixed voltage the current is higher for a smaller diameter wire. In addition, the threshold of current increase occurs at a smaller voltage.

The last important parameter is the type of gas in which the discharge is created. We placed the electrodes in a box with a controlled atmosphere of air, argon or helium at 1 atm and room temperature. The anode is a wire of diameter 0.2 mm and two parallel brass plates spaced by 8.5 mm are used as the grounded cathodes. The velocities are measured by hot wire anemometry. As the metallic hot wire would have disturbed the discharge, we placed it 1.5 cm behind the plates (see Fig. 7). Figure 7 presents the velocity as a function of the current for the three gases: air, argon and helium. For argon and helium, the breakdown occurs for values much smaller than for air. The velocities for argon are close to those in air; for helium, they are smaller. As shown for example in Refs. 4, the force applied to the flow can be written as the sum of the ratios of the current densities of positive ions to their mobility. The mobilities of various ions for an electric field of 10^4 V/cm (average value obtained over most of the inter-electrode gap) are given in Table 1. Table 1 also presents the force (in kN/m) calculated as the ratio of the total current (here 180 μ A, corresponding to the maximum current in argon in Fig. 7) to the mobility. For two gases of similar viscosity properties, for a given force, the velocities have to be the same. As for argon and air the velocities are close, the forces are also similar. As shown in Table 1, the mobility of Ar_2^+ is close to the mobility of O_3^+ , O_4^+ and N_2^+ . We can conclude that part of these ions may be the predominant and responsible for the ionic wind in air and argon. Air and argon have similar aerodynamic properties so the comparison is possible. Helium has a different viscosity than air so it is harder to compare; however, as the mobilities of its ions are much larger than for air and argon, we expect the velocity for a given current to be smaller in helium than in air as observed in Fig. 7.

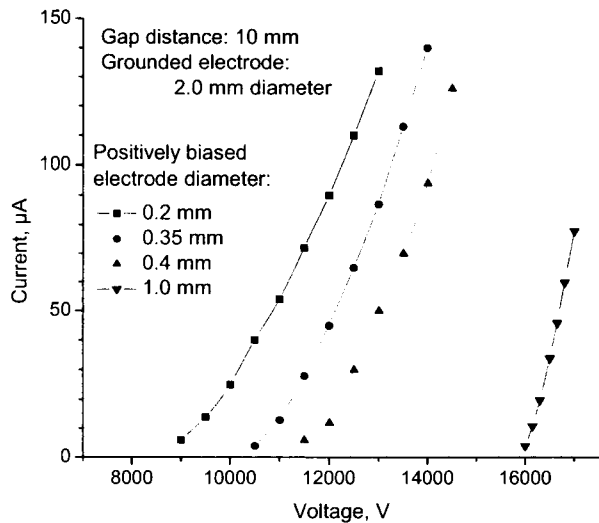


Figure 6. Influence of the diameter of the thinnest wire on the current-voltage characteristic.

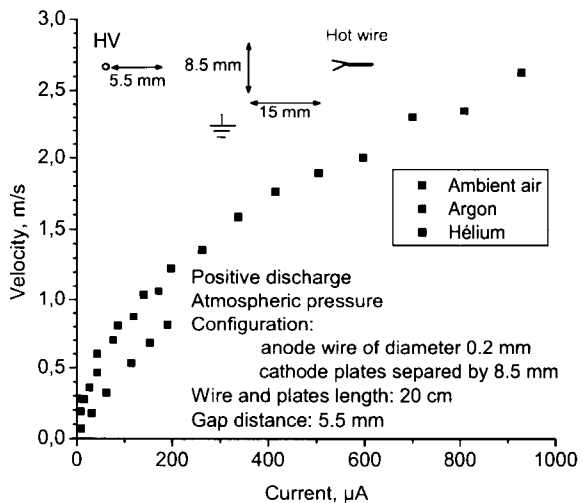


Figure 7. Comparison of the velocity as a function of the current for Air, Argon and Helium.

Table 1. Positive ion mobilities in air, argon and helium. (According to Burch¹⁷ the mobilities of O_k^- and O_k^+ for k equal 1 to 4 are the same)

Ion	He ⁺	He ₂ ⁺	Ar ⁺	Ar ₂ ⁺	O ⁺	O ₂ ⁺	O ₃ ⁺	O ₄ ⁺	N ₂ ⁺
Mobility ($\times 10^4$ m ² /s/V)	9	20	1.5	2.5	3.4	2.0	2.6	2.3	2.5
Force (mN/m) at 180 μ A	200	90	1200	720	530	900	690	780	720
References	16	16	16	16	16-17	16-17	16-17	17	16

IV. Numerical model

Numerical simulations were made with FLUENT in a two-dimensional geometry for one configuration of our experiment: a gap distance of 10 mm, and wire diameters of 0.2 and 2.0 mm. Because experimentally we observe no fluctuations of the current or the voltage for the regimes investigated, all simulations are performed in steady state. The chemistry model contains 3 species: electrons, one species of positive ions and one species of negative ions. We solve simultaneously the steady-state continuity equations for electrons, positive ions, negative ions, the Poisson equation, and the Navier-Stokes equations with the Lorentz force term expressed as the product of the electric field by the net number density of ions^{4,9,13}:

$$\nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = S_{ion} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{att} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{e-ion} \left(\frac{E}{N} \right) \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (n_+ \vec{u}_+) = S_{ion} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{e-ion} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{ion_pos-ion_neg} \left(\frac{E}{N} \right) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (n_- \vec{u}_-) = S_{att} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{e-ion} \left(\frac{E}{N} \right) - S_{ion_pos-ion_neg} \left(\frac{E}{N} \right) \quad (3)$$

$$\Delta V = \frac{n_+ - n_- - n_e}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + e(n_+ - n_- - n_e) \vec{E} + \vec{\tau} \quad (5)$$

where n_e , n_+ , n_- represent the density of electrons, positive ions and negative ions; S_{ion} , S_{att} , S_{e-ion} , $S_{ion_pos-ion_neg}$ the ionization, attachment, electron-ion recombination and positive-negative ion recombination rates, respectively. $\vec{u}$, $\vec{u}_e$, $\vec{u}_+$ and $\vec{u}_-$ are the velocities of the fluid, the electrons, the positive ions and the negative ions, respectively. V is the electric potential, $\vec{E}$ the electric field, and $\vec{\tau}$ the viscosity tensor. The drift-diffusion model is used:

$$n_{\pm} \vec{u}_{\pm} = \pm \mu_{\pm} n_{\pm} \vec{E} - D_{\pm} \nabla n_{\pm} \quad (6)$$

$$n_e \vec{u}_e = -\mu_e n_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (7)$$

where μ_+ , μ_- , μ_e , D_+ , D_- and D_e stand for the mobilities and diffusion coefficients of positive ions, negative ions and electrons. The rates of ionization and attachment, and the diffusion coefficient of electrons are taken from *Bolsig*¹⁵ (Table 2). The fit of μ_e is taken from *Chen et al.*¹²:

$$\mu_e = 1.2365 E^{-0.2165} m^2 V^{-1} s^{-1} \quad (8)$$

Table 2. Bolsig¹⁵ data for air-like mixture [N₂]:[O₂] = 4:1

E/p, V/cm/torr	mobility, torr.cm ² /V/s	Diffusion coefficient, torr.cm ² /s	Ionization rate, 1/cm/torr
10	468300	583600	1.11 x10 ⁻⁸
20	404000	611400	9.93 x10 ⁻⁵
30	366300	751100	0.00274
40	345100	914600	0.01563
50	328600	1.05 x10 ⁶	0.04685
60	315800	1.15 x10 ⁶	0.11016
70	305300	1.24 x10 ⁶	0.1807
80	296300	1.31 x10 ⁶	0.2835
90	287200	1.38 x10 ⁶	0.4182
100	280000	1.44 x10 ⁶	0.5672
110	273800	1.49 x10 ⁶	0.7331
120	268100	1.54 x10 ⁶	0.9087
130	262600	1.59 x10 ⁶	1.106
140	258000	1.64 x10 ⁶	1.296
150	252900	1.68 x10 ⁶	1.526
160	248600	1.73 x10 ⁶	1.748
170	244600	1.77 x10 ⁶	1.974
180	240800	1.81 x10 ⁶	2.197
190	236800	1.86 x10 ⁶	2.461
200	233800	1.90 x10 ⁶	2.676

The ion-ion and the electron-ion recombination rates and the ion diffusion coefficient are taken from Ref. 13. The mobilities of the positive and negative ions are taken equal to 2.5x10⁻⁴ and 2.7x10⁻⁴ m²V⁻¹s⁻¹ respectively, following Ref. 12.

These equations are introduced into FLUENT by adjusting a generalized transport equation:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \phi + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \phi - D \nabla \phi) = S \quad (9)$$

in which the diffusion coefficients, the convective velocities, and the source terms are defined in modules. At the anode surface, the boundary conditions for the densities of electrons, positive ions and negative ions are taken as:

$$\vec{n} \cdot \nabla n_e = 0 \quad (10)$$

$$\vec{n} \cdot \nabla n_- = 0 \quad (11)$$

$$n_+ = 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad (12)$$

with $\vec{n}$ the unit vector normal to the surface. At the cathode surface, the boundary conditions are:

$$n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad (13)$$

$$n_- = 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad (14)$$

$$\vec{n} \cdot \nabla n_+ = 0 \quad (15)$$

At the domain limit:

$$n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad (16)$$

$$n_- = n_+ = 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad (17)$$

$$\vec{E} \cdot \vec{n} = 0 \quad (18)$$

The pressure is fixed at the atmospheric value and the velocities are normal to the boundary of the domain:

$$\vec{n} \cdot \vec{u} = 0 \quad (19)$$

The number densities of electrons and ions in ambient air are taken as in Ref. 14:

$$n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad (20)$$

$$n_- = n_+ = 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad (21)$$

The 2D computational domain is shown in Fig. 8. Near the anode, the cell size is $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. All computations are performed with a second order implicit scheme. Convergence was extensively tested by decreasing the mesh spacing until no difference was obtained between the meshes.

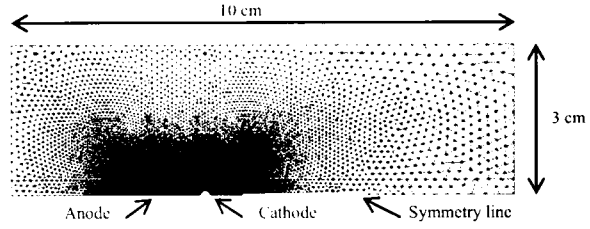


Figure 8. Computational domain

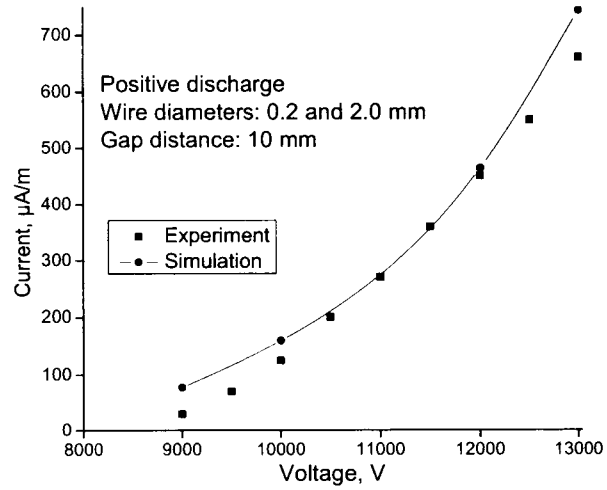
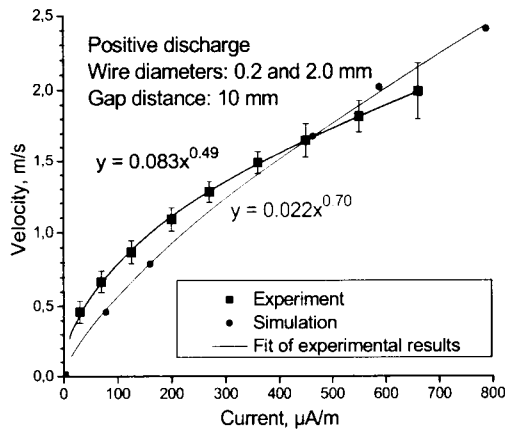
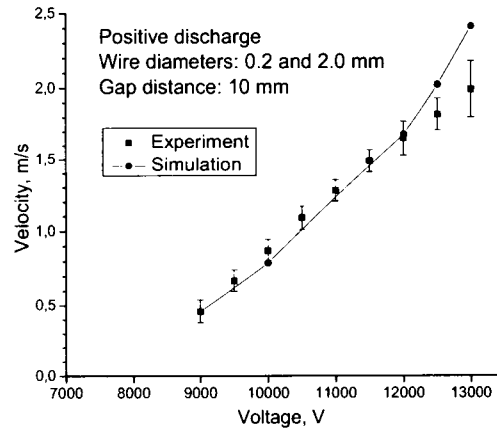


Figure 9. Current-voltage characteristics. Comparison between experiment and simulation.



a)



b)

Figure 10. a) Velocity as a function of the current. Comparison between experiment and simulation. b) Velocity as a function of the voltage. Comparison between experiment and simulation.

V. Numerical results

Figure 9 presents the simulated current-voltage characteristics for a pair of copper electrodes of diameter 0.2 and 2.0 mm separated by a distance of 10 mm and with a positively stressed electrode. The experiment and the simulation are in good agreement. The voltage threshold at which the discharge appears is slightly lower in the simulations, and the current appears to increase faster at high voltage in the simulations.

Figure 10 presents the measured and calculated velocities. The simulated velocities vary proportionally to the current to the power 0.70 instead of the measured value of 0.5. We tested some physical parameters of the discharge such as secondary electron emission. We find numerically that secondary electron emission at the cathode has no appreciable effect for values of the secondary electron emission coefficient γ less than 0.001. For higher values of γ , the simulated velocities present a sharp increase above a given voltage, in disagreement with the experimentally observed profile. Because the materials used in the present work all have γ values of less than 0.001,⁵ we do not expect secondary emission to play a role here. Yet it would be interesting to find a material for which the coefficient is high enough to have an effect on the discharge and hence on the velocities. The source of electrons we propose in this simulation is the background electron density naturally present in air. We tested the simulation with electron number densities equal to 10^2 , 10^3 and 10^4 cm^{-3} . A number density of 10^2 cm^{-3} gives values of the current that are too low in comparison with the experimental current-voltage characteristics and a number density of 10^4 cm^{-3} gives values that are too high. A number density of 10^3 fits the experiments best. Fig. 11 shows the sensitivity of the model to a variation of the background electron density of a factor 2 around the nominal 10^3 cm^{-3} : the variations are about $\pm 4\%$ at 13 kV. This agrees with the repeatability of the experiments plotted on Fig. 2a, where the day-to-day variations do not exceed $\pm 3\%$.

Figure 10b also shows good agreement between simulations and measurements of the velocity vs. the voltage. However the simulated velocity increases faster with voltage than the measured velocity at high voltage. The velocity profile between the electrodes is plotted on Fig. 12. It was not possible to make measurements closer to the anode. There is good agreement up to $x = 7$ mm and then the measurements have larger values. The difference can be explained as follows: the simulated profile corresponds to the stagnation streamline whereas the measured velocities are averaged over a small volume that includes particles going around the cathode.

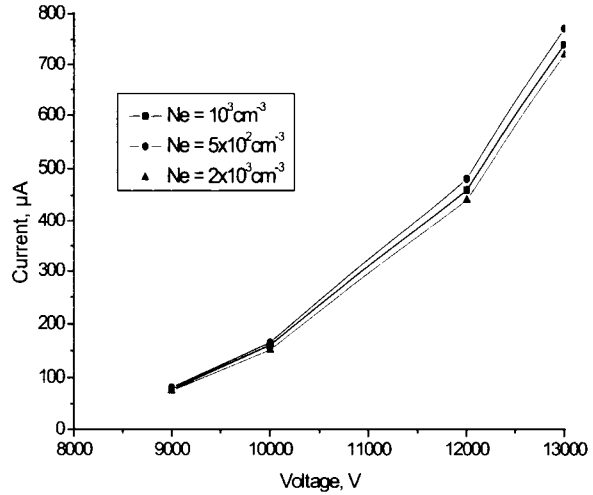


Figure 11. Sensitivity of the current-voltage characteristics to the electron atmospheric background.

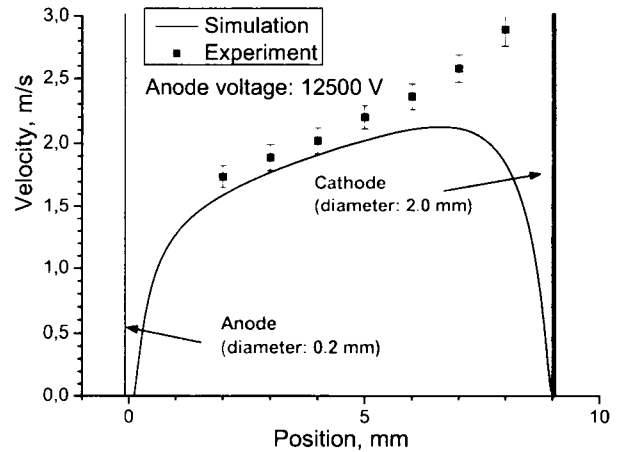


Figure 12. Measured and simulated velocity profiles between the electrodes.

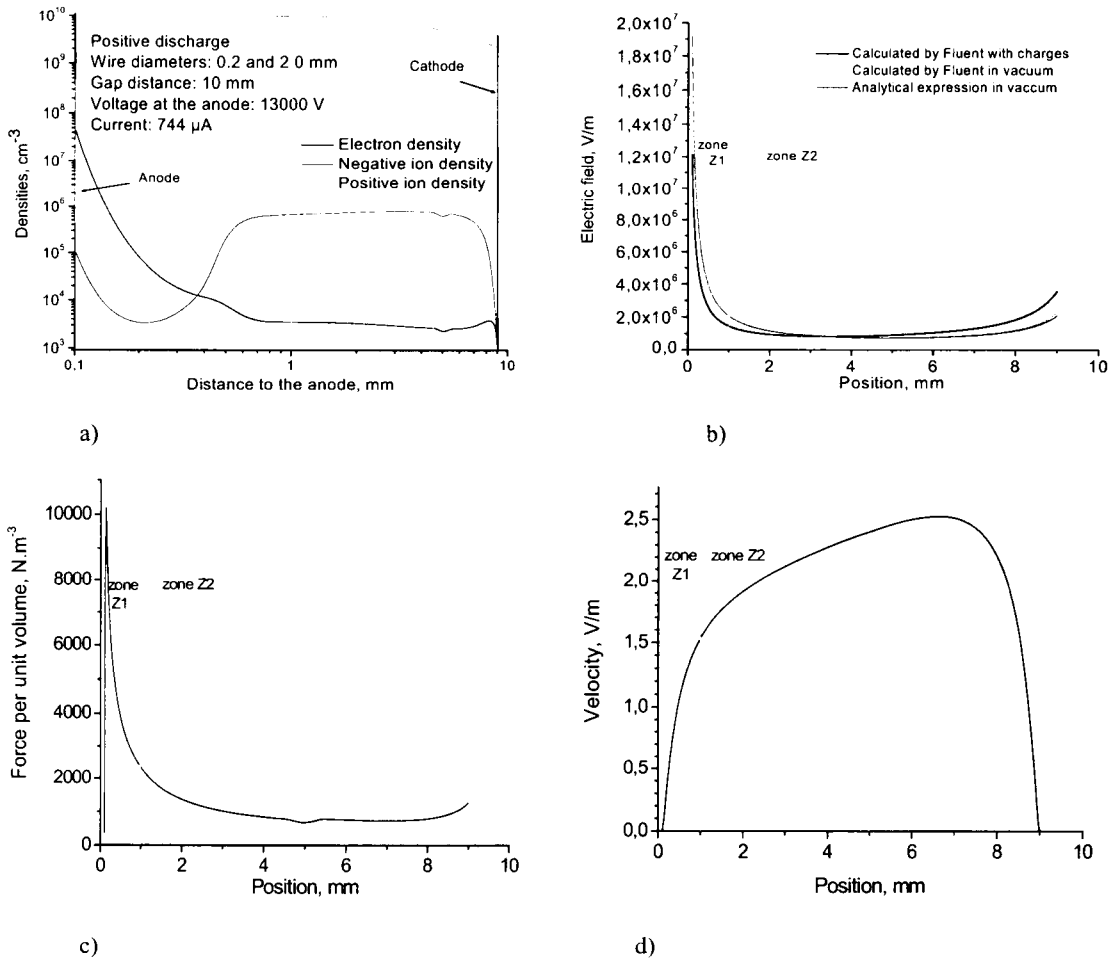


Figure 13. a) Number density profiles for electrons, positive and negative ions
b) Profile of electric field between the electrodes. The stressed anode is at $x=0$, the cathode at $x=9$.
c) Profile of force per unit volume between the electrodes (product of the net charge density and the electric field).
d) Velocity profile between the electrodes.

The simulated number density profiles of charged species between the electrodes are presented on Fig. 13a. Because ionization is the highest at the vicinity of the anode and because of attachment to molecular oxygen, the electron density decreases rapidly away from the anode. The positive ion number density grows rapidly over the first few micrometers and reaches values that are much larger than the number density of negative ions and electrons over most of the inter-electrode space. Thus a positive unipolar region is created between the electrodes.

Figure 13b shows the electric field between the electrodes. This profile agrees with the analytical expression of the electrostatic field in vacuum¹⁸, thus indicating that the space charges induce a small distortion of the applied Laplacian field. The force per unit volume, calculated as the product of the electric field and the net charge density and implemented in the Navier-Stokes equation, Eq. (5), is presented on Fig 13c. The order of magnitude of the force is about 10^3 N.m^{-3} between the electrodes, comparable with the magnitude of the force predicted by Boeuf³ for DBD flow actuators we can distinguish two zones in Fig. 13c. The first one (referred as Z1) extending from the anode surface to a distance of 1 mm, corresponds to large force, higher than $2 \times 10^3 \text{ N.m}^{-3}$ and reaching 1.10^4 N.m^{-3} . As can be seen from Fig 13d, this force creates a significant acceleration of the flow, even though the force is applied over a limited spatial extent of about 1 mm. The second zone (referred as Z2) going from 1 mm up to the

cathode surface corresponds to smaller force per unit volume ($\leq 2 \times 10^3 \text{ N.m}^{-3}$). Although smaller than in Z1, this force is applied over a wider zone and produces a comparable acceleration: thus both zones are important for the ionic wind.

When we reduce the anode diameter, the electric field at its vicinity increases and consequently the force peak in zone Z1 is higher. There is a compromise on the small wire diameter: the thinner the wire, the higher the force peak, but the smaller the extent of the region over which this high force is applied. The field at the anode vicinity (in zone Z1) depends only on the distance to the anode; thus when we reduce the gap distance, the weak electric field of zone Z2 increases and with it the force and the velocity, as shown experimentally in Fig. 5.

VI. Conclusion

In this paper, we have presented a parametric study of the ionic wind produced by a corona discharge between two parallel wires. The parameters investigated are the diameter, material and polarity of the electrodes, the gap distance, the type of gas, the current, and the voltage. For the case of the positive corona discharge, steady current and voltage traces are observed. In contrast, the negative corona discharge exhibits current pulses (Trichel pulses). For the same absolute value of the stressed electrode's potential, the ionic wind velocity is always higher for the positive discharge. For the positive discharge the measured velocity varies with the square root of the current. The material of the electrodes and the ambient air humidity (in the range of 0.010-0.015 water mole fraction) appear to have no effect on the velocity. The velocity increases with decreasing gap distance and increasing dissymmetry of the electrode diameters. The maximum velocity is always determined by the occurrence of a spark breakdown.

A model of the phenomenon is proposed. Comparisons of the measured and predicted velocity profiles are in reasonable agreement but the model must be improved to better fit the measurements. A detailed chemistry mechanism is currently being incorporated in the model. The calculated velocities vary with the current according to a power law with an exponent of 0.7 instead of the measured value of 0.5. The calculated current-voltage characteristics are in good agreement with the measured ones. First tests show that the model seems not to be sensitive to environmental conditions, such as the electron background density, in agreement with experiments. The mobility of ions is an important parameter of the model as its influence on the ionic wind velocity is great. The investigation of its influence can help determine the predominant charged species in air by comparing the velocity versus current graphs with well known gases.

Acknowledgments

The authors wish to thank Michael Börner, Tobias Philipp, and Thomas Serafini de Oliveira for their assistance. This work was made possible thanks to the support of the *Délégation Générale pour l'Armement*.

References

- ¹Léger, L., Moreau, E., and Touchard, G., "Electrohydrodynamic Airflow Control along a Flat Plate by a DC Surface Corona Discharge – Velocity Profile and Wall Pressure Measurements", AIAA paper 2002-2833, 1st Flow Control Conference, St. Louis, Missouri, June 2002.
- ²Roth, J.R., Sin, H., and Madhan, R.C.M., "Flow Re-attachment and Acceleration by Paraelectric and Peristaltic Electrohydrodynamic (EHD) Effects", AIAA paper 2003-531, 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, January 2003.
- ³Corke, T.C., Mertz, B., and Patel, M.P., "Plasma Flow Control Optimized Airfoil", AIAA paper 2006-1208, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, January 2006.
- ⁴Stuetzer, O.M., "Ion Drag Pressure Generation", Journal of Applied Physics, Vol. 30, No. 7, July 1959, pp. 984-994
- ⁵Raizer, Y.P., "Gas Discharge Physics", Springer, 1997.
- ⁶Matéo-Vélez, J.C., "Modélisation et Simulation Numérique de la Génération de Plasma dans les Décharges Couronnées et son Interaction avec l'Aérodynamique", PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Dec. 2006.
- ⁷Robinson, M., "Movement of Air in the Electric Wind of the Corona Discharge", Transactions of the American Institute of Electrical Engineer, Part I Communication and Electronic, Vol. 80, 1961, pp. 143-150.
- ⁸Léger, L., Moreau, E., Touchard, G., "Effect of a DC Corona Electrical Discharge on the Airflow along a Flat Plate". IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 38, No. 6, November-December 2002, pp. 1478-1485.
- ⁹Lacoste, D.A., Pai, D., Laux, C.O., "Ion Wind Effect in a Positive DC Corona Discharge in Atmospheric Pressure Air", AIAA paper 2004-0354, 42nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, January 2004.
- ¹⁰Ress, T., Paillol, J., "The Role of the Field-Effect Emission in Trichel Pulse Development in Air at Atmospheric Pressure", Journal of Physics D, Applied Physics, Vol. 30, 1997, pp. 3115-3122.
- ¹¹Moreau, E., Artana, G., Touchard, G., "Surface Corona Discharge along an Insulating Flat Plate in Air Applied to Electrohydrodynamical Airflow Control: Electrical Properties", Electrostatics 2003, Vol. 178, IOP Publishing Ltd, Bristol-Philadelphia, 2004, pp. 285-290.

- ¹²Chen, J. and Davidson, J., "Electron Density and Energy Distribution in the Positive DC Corona: Interpretation for Corona-Enhanced Chemical Reactions", *Plasma Chem. & Plasma Processing*, Vol. 22, No. 2, June 2002, pp. 199-224.
- ¹³Boeuf, J.P., Lagmich, Y., Callegari, T., Pitchford, L.C., "Electrohydrodynamic Force and Acceleration in Surface Discharges", AIAA paper 2006-3574, 37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, California, June 2006.
- ¹⁴Rühling, F., Heilbronner, F., Ortéga, P., "Discharge Inception under Impulse Voltage: Influence of Lab Air Density and Resulting Charge-Voltage Relation", 13th International Symposium on High Voltage Engineering, Netherlands, 2003.
- ¹⁵BOLSIG, CPAT (CNRS, France) & Kinema Research (USA) simulation Software, <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>.
- ¹⁶Brown, S.C., "Diffusion and Mobility", *Basic Data of Plasma Physics: The Fundamental Data on Electrical Discharges in Gases*, edited by AIP Press, 1997, pp.75-79.
- ¹⁷Burch, D.S., Geballe, R., "Ionic Drift Velocities and Electron Attachment Coefficients in Oxygen", *Phys. Review.*, Vol. 106, No. 2, 1957, pp.183-188.
- ¹⁸Li, S.-Z., Uhm, H.S., "Investigation of Electrical Breakdown Characteristics in the Electrodes of Cylindrical Geometry", *Phys. of Plasma*, Vol. 11, No. 6, May 2004, pp. 3088-3095.

Références

- [1] BOLSIG, LAPLACE (CNRS, France) and Kinema Research (USA). Simulation Software, <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>.
- [2] <http://www.dantecdynamics.com/default.aspx?id=822>.
- [3] <http://www.dantecdynamics.com/default.aspx?id=824>.
- [4] http://www.kolumbus.fi/michael.fletcher/bragg_1.gif.
- [5] ALTENDORFNER, F., SAKHRIEH, A., BEYRAU, F., LEIPERTZ, A., DINKELACKER, F., AND G.LINS. Electric field effects on emissions and flame stability with optimized electric field geometry. *Third European Combustion Meeting ECM* (2007).
- [6] BADALONI, S., AND GALLIMBERTI, I. Basic data of air discharge. *Universida di Padova, Italie* (1972).
- [7] BASURTO, E., DE URQUIJO, J., ALVAREZ, I., AND CISNEROS, C. Mobility of He^+ , Ne^+ , Ar^+ , N_2^+ , O_2^+ and CO_2^+ in their parent gas. *Phys. Review E* 61, 3 (2000), 3053–3057.
- [8] BEKSTEIN, A., BENHENNI, M., YOUSFI, M., AND EICHWALD, O. Ion swarm data of N_4^+ in N_2 , O_2 and dry air. *28th ICPIG, Prague* (15-20 July 2007).
- [9] BIONDI, M. A., AND CHANIN, L. M. Mobilities of atomic and molecular ions in the noble gases. *Phys. Review* 94, 4 (May 1954).
- [10] BOEUF, J. P., LAGMICH, Y., CALLEGARI, T., AND PITCHFORD, L. C. Electrohydrodynamic force and acceleration in surfaces discharges, AIAA 2006-3574. *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, 5-8 June 2006*.
- [11] BOEUF, J. P., AND PITCHFORD, L. C. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *J. Appl. Phys.* 97 (2005).
- [12] BÉQUIN, P., CASTOR, K., AND SCHOLTEN, J. Electric wind characterisation in negative point-to-plane corona discharges in air. *The European Physical Journal - Applied Physics* 22 (2003), 41–49.
- [13] BRADBURY, N. E. Electron attachment and negative ion formation in oxygen and oxygen mixtures. *Phys. Review* 44 (December 1933), 883–890.
- [14] BURCH, D. S., AND GEBALLE, R. Ionic drift velocities and electron attachment coefficients in oxygen. *Phys. Review* 106, 2 (April 1957), 183–187.
- [15] CANDEL, S. *Mécanique des Fluides - Cours*, 2^{ème} ed. Dunod, 2001.

- [16] CAPITELLI, M., FERREIRA, C. M., GOIDIETS, B. F., AND OSIPOV, A. I. *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases*, Springer ed. p. 98.
- [17] CHATTERTON, P. A., AND CRAGGS, J. D. Attachment coefficient measurements in carbon dioxide, carbon monoxide, air and helium-oxygen mixtures. *Proc. Phys. Soc. London* 85 (1965), 355.
- [18] CHATTOCK, A. On the velocity and mass of ions in the electric wind in air. *Philosophical Magazine* 48 (1899), 401–420.
- [19] CHEN, J., AND DAVIDSON, J. H. Electron density and energy distribution in the positive DC corona : Interpretation for corona-enhanced chemical reactions. *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 22, 2 (2002), 199–224.
- [20] CORKE, T. C., AND POST, M. L. Overview of plasma flow control : Concepts, optimization, and applications, AIAA-2005-563. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 10-13 January 2005*.
- [21] CROMPTON, R. W., HUXLEY, L. C., AND SUTTON, D. J. *Proc. Roy Soc. London A* 218 (1953), 507.
- [22] DAHLQUIST, J. A. Drift velocities of ions in nitrogen. *The Journal of Chemical Physics* 39, 5 (1963), 1203–1206.
- [23] DO, H., KIM, W., MUNGAL, M. G., AND CAPPELLI, M. A. Bluff body flow separation control using surface dielectric barrier discharges, AIAA-2007-939. *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January 2007*.
- [24] DOUGLAS-HAMILTON, D. H. Recombination rate measurements in nitrogen. *The Journal of Chemical Physics* 58, 11 (1973), 4820–4823.
- [25] 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, 3 (March 1997), 587–599.
- [26] ELLIS, H. W., PAI, R. Y., MCDANIEL, E. W., MASON, E. A., AND VIEHLAND, L. A. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 17 (1976), 177–210.
- [27] FARADAY, M. *Experimental Researches in Electricity*, vol. 1. 1839, pp. 665, 1443, 1444, 1535, 1592, 1595.
- [28] FRANCIS, G. *Ionization Phenomena in Gases*. Butterworths Scientific Publications, 1960.
- [29] FROMMHOLD, L. *Fortschr. Physik* 12 (1964), 597.
- [30] FROST, L., AND PHELPS, A. Rotational excitation and momentum transfert cross section for electrons in H_2 and N_2 from transport coefficients. *Phys. Review* 127, 5 (September 1962).
- [31] GRANGÉ, F., SOULEM, N., LOISEAU, J. F., AND SPYROU, N. Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 28 (1995), 1619–1629.

- [32] HARRISON, M. A., AND GEBALLE, R. Simultaneous measurement of ionization and attachment coefficients. *Phys. Review* 91, 1 (July 1953), 1–7.
- [33] HAUKSBEE, F. *Physico-Mechanical Experiments on Various Subjects*. 1709, pp. 46–47.
- [34] HESSENAUER, H. *Z. Phys.* 204 (1967), 142–154.
- [35] HUXLEY, L. G. H., AND CROMPTON, R. W. The diffusion and drift of electrons in gases. *John Wiley and Sons, NY* (1974).
- [36] KANZARI, Z., YOUSFI, M., AND HAMANI, A. Modeling and basic data for streamer dynamics in N_2 and O_2 discharges. *J. Appl. Phys.* 84, 8 (October 1998), 4161–4169.
- [37] KASNER, W. H., AND BIONDI, M. A. Electron-ion recombinaison in nitrogen. *Phys. Review* 137, 2A (January 1965), 317–329.
- [38] KOSSYI, I. A., KOSTINSKY, A. Y., MATVEYEV, A. A., AND SILAKOV, V. P. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures. *Plasma Sources Sciences Technology* 1 (1992), 207–220.
- [39] KUFFEL, E. Electron attachment coefficients in oxygen, dry air, humid air and water vapour. *Proc. Phys. Soc. London* 74 (1959), 297–308.
- [40] KULIKOVSKY, A. A. Positive streamer between parallel plate electrodes in atmospheric pressure air. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 30 (July 1997), 441–450.
- [41] LACOSTE, D. A., PAI, D., AND LAUX, C. O. Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air, AIAA-2004-0354. *42nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 5-8 January 2004*.
- [42] LANDOLT-BORNSTEIN. *Zahlenwerte und Funktionen*, Springer-Verlag, Berlin ed., vol. 3. 1953, p. 514.
- [43] LAWTON, S. A., AND PHELPS, A. V. Excitation of the $b^1\Sigma^+_g$ state of O_2 by low energy electrons. *J. Chem. Phys.* 69 (1978), 1055–1068.
- [44] LÉGER, L., MOREAU, E., ARTANA, G., AND TOUCHARD, G. Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate. *Journal of Electrostatics* 51-52 (2001), 300–306.
- [45] LI, S.-Z., AND UHM, H. S. Investigation of electrical breakdown characteristics in the electrodes of cylindrical geometry. *Physics of Plasmas* 11, 6 (2004), 3088–3095.
- [46] LIKHANSKII, A. V., SHNEIDER, M. N., MACHERET, S. O., AND MILES, R. B. Modeling of interaction between weakly ionised near-surface plasmas and gas flow, AIAA-2006-1204. *44nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 9-12 January 2006*.
- [47] LIKHANSKII, A. V., SHNEIDER, M. N., MACHERET, S. O., AND MILES, R. B. Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive nanosecond pulses, AIAA-2007-633. *45nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January 2007*.

- [48] LOB, E. *The Pressure Effects of Ion Currents in Atmospheric Air for Different Electrode Configurations*, vol. 8. Archiv der Elektrischen Übertragung, Berlin, 1954, pp. 85–90.
- [49] LOISEAU, J. F., BATINA, J., NOËL, F., AND PEYROUS, R. Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 35 (2002), 1020–1031.
- [50] LOUSTE, C., ARTANA, G., MOREAU, E., AND TOUCHARD, G. Sliding discharge in air at atmospheric pressure : Electrical properties. *Journal of Electrostatics* 63 (2005), 615–620.
- [51] LOWKE, J. J. Theory of electrical breakdown in air - the role of metastable oxygen molecules. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 25 (1992), 202–210.
- [52] LOWKE, J. J., AND MORROW, R. Theory of electric corona including the role of plasma chemistry. *Pure and Appl. Chem.* 6 (1994), 1287–1294.
- [53] LOWKE, J. J., AND MORROW, R. Theoretical analysis of removal of oxides of sulphur and nitrogen in pulsed operation of electrostatic precipitators. *IEEE Transactions on Plasma Science* 23, 4 (1995), 661–671.
- [54] LUHR, O. The nature of gas ions. *Phys. Review* 44 (September 1933), 459–461.
- [55] MACHERET, S. O., SHNEIDER, M., AND MILES, R. B. Modeling of air plasma generation by repetitive high-voltage nanosecond pulses. *IEEE Transactions on Plasma Science* 30 (June 2002).
- [56] MASUDA, S., AND WASHIZU, M. Ionic charging of a very high resistivity spherical particle. *Journal of Electrostatics* 6 (1979), 57–67.
- [57] MATÉO-VÉLEZ, J.-C. *Modélisation et Simulation Numérique de la Génération de Plasma dans les Décharges Couronnes et son Interaction avec l'Aérodynamique*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Décembre 2006.
- [58] MATÉO-VÉLEZ, J.-C., DEGOND, P., ROGIER, F., SÉRAUDIE, A., AND THIVET, F. Modelling wire-to-wire corona discharge action on aerodynamics and comparison with experiment. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 41 (January 2008).
- [59] MATÉO-VÉLEZ, J.-C., ROGIER, F., AND THIVET, F. Numerical modeling of plasma - flow interaction. *International Conference on Computational Science (2)* (2006), 1–9.
- [60] MAXWELL, J. C. *Treatise on Electricity and Magnetism*, vol. 1. 1873, pp. 52–54.
- [61] MCDANIEL, E. W., AND MASON, E. A. The mobility and diffusion of ions in gases. *John Wiley and Sons, NY* (1973).
- [62] MEHR, F. J., AND BIONDI, M. A. Electron temperature dependence of recombination of O_2^+ and N_2^+ ion with electrons. *Phys. Review* 181 (May 1969), 264–271.
- [63] MOREAU, E. *Application des Plasmas non Thermiques au Contrôle des Écoulements*. Habilitation à diriger des recherches, Université de Poitiers, novembre 2004.

- [64] MOREAU, E. Airflow control by non-thermal plasma actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 40 (2007), 605–636.
- [65] MOREAU, E., LEGER, L., AND TOUCHARD, G. Effect of a dc surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s. *Journal of Electrostatics* 64 (2006), 215–225.
- [66] MOREAU, E., LOUSTE, C., AND TOUCHARD, G. Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of Electrostatics* 66 (2008), 107–114.
- [67] MOREAU, E., AND TOUCHARD, G. Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges. *Journal of Electrostatics* 66 (2008), 39–44.
- [68] MORROW, R. The theory of positive glow corona. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 30 (September 1997), 3099–3114.
- [69] MORROW, R., AND LOWKE, J. J. Streamer propagation in air. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 30 (1997), 614–627.
- [70] MORUZZI, J. L., AND PRICE, D. A. Ionization, attachment and detachment in air and Air-CO₂ mixtures. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 7 (1974), 1434–1440.
- [71] MOSELEY, J. T., SNUGGS, R. M., MARTIN, D. M., AND MCDANIEL, E. W. Mobilities, diffusion coefficients and reaction rates of mass-identified nitrogen ions in nitrogen. *Phys. Review* 178, 1 (1969), 240–248.
- [72] NEWTON, I. *Opticks*. 1718, pp. 315–316.
- [73] NIELSEN, R. A., AND BRADBURY, N. E. Electron and negative ion mobilities in oxygen, air, nitrous oxide and ammonia. *Phys. Review* 51 (Jan 1937), 69–75.
- [74] ODROBINA, I., AND CERNAK, M. Numerical simulation of streamer-cathode interaction. *J. Appl. Phys.* 78 (1995), 3635–3642.
- [75] PEEK, J. F. W. The law of corona and the dielectric strength of air. *Transactions AIEE* 30 (1911), 1889.
- [76] PEEK, J. F. W. *Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering*, McGraw-Hill New York ed. 1929.
- [77] PHELPS, A. V. *JILA Information Center Report*. No. 28. 1985.
- [78] PHELPS, A. V., AND PITCHFORD, L. C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effects on electron transport. *Phys. Review A* 31, 5 (May 1985), 2932–2949.
- [79] RAIZER, Y. P. *Gas Discharge Physics*, 2nd ed. Springer Berlin Germany, 1991.
- [80] REESS, T., AND PAILLOL, J. The role of the field-effect emission in trichel pulse development in air at atmospheric pressure. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 30 (1997), 3115–3122.
- [81] ROBINSON, M. Movement air electric wind corona discharge. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part1. Communication and Electronics* 80 (1961), 143–150.

- [82] ROGIER, F., MATÉO-VÉLEZ, J.-C., AND QUINIO, G. Numerical modeling of dc discharges in air flows. *Computer Physics Communications* 177 (1-2) (March 2007), 78–79.
- [83] ROTH, J. R., AND SHERMAN, D. M. Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. *AIAA 98-0328*.
- [84] ROTH, J. R., TSAI, P. P., AND LIU, C. One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma, U.S. Patent 5,414,324, Issued May 9, 1995.
- [85] ROUPASSOV, D. V., ZAVYALOV, I. N., AND STARIKOVSKII, A. Y. Boundary layer separation plasma control using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge, AIAA 2006-0373. *44th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, 9-12 January 2006*.
- [86] RUHLING, F., HEILBRONNER, F., AND ORTÉGA, P. Discharge inception under impulse voltage : Influence of lab air density and resulting charge-voltage relation. *13th International Symposium on High Voltage Engineering, Netherlands* (2003).
- [87] RYŽKO, H. Drift velocity of electrons and ions in dry and humid air and in water vapour. *Proc. Phys. Soc.* 85 (1965), 1283–1295.
- [88] RYŽKO, H., AND ÅSTRÖM, E. Electron attachment-detachment processes in dry air. *J. Appl. Phys.* 38, 1 (1967), 328–330.
- [89] SAKHRIEH, A., LINS, G., DINKELACKER, F., HAMMER, T., LEIPERTZ, A., AND BRANSTON, D. W. The influence of pressure on the control of premixed turbulent flames using an electric field. *Combustion and Flame* 143, 3 (2005), 313–322.
- [90] SAMSON, J. A. R., AND WEISSLER, G. L. Mobilities of oxygen and nitrogen ions. *Phys. Review* 137, 2A (January 1965), A381–A383.
- [91] SIEMENS, W. *Poggendorffs Ann. Phys. Chem.* 102 (1857), 66–122.
- [92] SIGMOND, R. S. Corona discharges. In *Electrical Breakdown of Gases, Chap 4, (Editors Meek J. M. and Craggs J. D.)*, W. T. Williams, Ed. Wiley & sons : London, 1978, pp. 319–384.
- [93] SIGMOND, R. S. The residual streamer channel : Return strokes in secondary streamers. *J. Appl. Phys.* 56, 5 (Sept 1984), 1355–1370.
- [94] SIGMOND, R. S., AND GOLDMAN, A. Ring vortex gas flow negative point coronas. *Proceedings of the 10th International Conference on Gas Discharges and their Applications Vol. 1* (13-18 Sept 1992), 330–333.
- [95] SMIRNOV, B. M. *Ions and Excited Atoms in Plasma*. Atomizdat, Moscow, 1974.
- [96] SNUGGS, R. M., VOLZ, D. J., GATLAND, I. R., SCHUMMERS, J. H., MARTIN, D. W., AND MCDANIEL, E. W. Ion-molecule reactions between O^- and O_2 at thermal energies and above. *Phys. Review A* 3, 1 (Jan 1971), 487–493.
- [97] SÉRAUDIE, A., AUBERT, E., NAUDÉ, N., AND CAMBRONNE, J. Effect of plasma actuators on a flat plate laminar layer in subsonic conditions, AIAA 2006-3350. *37th AIAA Plasmadynamics and Laser conference, San Francisco, 5-8 June 2006*.

- [98] STAFF, E. B., AND SNIDER, D. *Fundamentals of Complex Analysis for Mathematics, Science, and Engineering*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1976, pp. 301–360.
- [99] STUETZER, O. Ion drag pressure generation. *J. Appl. Phys.* 30, 7 (July 1959), 984–994.
- [100] SURZHIKOV, S. T. Numerical simulation model of electro-dynamical and thermogasdynamical processes in gas-discharge lasers, AIAA 99-3551. *30th AIAA Plasmadynamics and Laser conference, Norfolk VA, 28 June-1 July 1999*.
- [101] SURZHIKOV, S. T., AND SHANG, J. S. Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field. *Journal of Computational Physics* 199 (2004), 437–464.
- [102] TORSETHAUGEN, K., AND SIGMOND, R. S. *11th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Praques* (1973).
- [103] TRICHEL, G. W. The mechanism of the negative point to plane corona near onset. *Phys. Review* 54 (Dec 1938), 1078–1086.
- [104] VARNEY, R. N. Drift velocity of ions in oxygen, nitrogen and carbon monoxide. *Phys. Review* 89, 4 (February 1953), 708–711.
- [105] VELKOFF, H. R., AND KETCHAM, J. Effect of an electrostatic field on boundary layer transition. *AIAA Journal* 6, 7 (1968), 1381–1383.
- [106] WAGNER, K. H. *Z. Phys.* (1971), 241–258.