



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET



FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE

THÈSE

Présentée par :

Mr. BOUAZZA Mohamed Ridha

En vue de l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT (L.M.D)

Spécialité : **Energies renouvelables**

THÈME

Contribution à l'étude de la génération du vent ionique par une décharge électrique couronne

Le jury se compose de :

Y.MESSLEM	Pr	Président	Université Ibn Khaldoun - Tiaret
M.BOUADI	MCA	Examineur	Université Ibn Khaldoun - Tiaret
Z.HARRACHE	Pr	Examineur	Université d'USTO-MB Oran
DA.AID	MCA	Examineur	Université d'USTO-MB Oran
K.YANALLAH	Pr	Encadreur	Université Ibn Khaldoun - Tiaret

Année Universitaire : 2018-2019

Remerciements

En tout premier lieu, je tiens à remercier Dieu le tout puissant et le tout miséricordieux, qui m'a donné la force et la patience afin d'accomplir cette tâche.

*Je remercie mon encadreur Monsieur le Professeur **YANALLAH Khelifa**, d'avoir accepté de diriger ma thèse de Doctorat, et en me réservant un accueil particulier par son aide, son attention, ses précieuses interventions et ses fructueux conseils.*

*J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur **MESLEM Youcef**, directeur du Laboratoire de recherche de Génie Electrique et des Plasmas (LGEP) à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour son bon accueil et sa grande gentillesse tout au long de la préparation de ce mémoire, et pour les moments très plaisants et les discussions fort intéressantes que j'ai eu avec lui. En outre, l'acceptation de Monsieur le Professeur Meslem de présider le jury de cette thèse trouve, en ma personne, une entière gratitude.*

Mes sincères remerciements vont, également, aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de le juger. En l'occurrence :

*-Monsieur **HARRACHE Zoheir**, Professeur à l'USTOran-MB ;*

*-Monsieur **BOUADI Mohammed**, Maitre de conférences 'classe A' à l'université de Tiaret ;*

*-Monsieur **AID Driss Amir**, Maitre de conférences 'classe A' à l'USTOran-MB.*

*J'exprime tous mes respects et ma profonde gratitude à Monsieur **F.Pontiga** professeur à l'Université de Sévilla (Espagne), d'avoir contribué à l'enrichissement de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de mon profond respect et toute ma reconnaissance.*

*Messieurs **M.BOUADI** et **M.OUTAYEB** et tous les membres du LGEP ont apporté un intérêt particulier à ce travail. Qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance pour leur remarquables coopération et aide.*

J'exprime aussi toute ma gratitude aux responsables, au personnel de l'administration et à l'ensemble du corps des enseignants de l'Université de Tiaret pour les efforts fournis afin de nous garantir l'acquisition du savoir dont l'aboutissement de cette thèse de doctorat à l'objectif visé.

Je remercie enfin tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à la réussite de ce travail, et qui n'ont pas pu être cités ici.

Dédicace

Je dédie ce travail :

A mes chers parents, pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse, leur soutien et leurs prières tout au long de mes études,

A mon cher frère et mes chères sœurs pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral,

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire,

Table des Matières

Table des Figures	1
Liste des Tableaux	7
Nomenclature	8
Introduction Générale	11
CHAPITRE I : <i>Revue Bibliographique</i>	
I.1 Introduction.....	14
I.2 Notions sur le plasma et les décharges électriques	14
I.2.1 Définition d'un plasma	14
I.2.2 Décharges électriques à la pression atmosphérique.....	16
I.2.2.1 Décharge à barrière diélectrique	17
I.2.2.2 Décharges couronnes.....	19
I.2.2.2.1 Facteurs influençant la décharge couronne	21
I.2.2.2.1.1 Facteurs géométriques	21
I.2.2.2.1.2 Facteurs physico-chimiques.....	23
I.2.2.2.1.3 Facteurs électriques	24
I.2.2.2.2 Types de décharges couronnes	24
I.2.2.2.2.1 Décharge couronne positive	24
I.2.2.2.2.2 Décharge couronne négative.....	26
I.2.2.2.3 Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)	27
I.3 Le vent électrique	28
I.3.1 Historique	29
I.3.2 Applications.....	29
I.4 Conclusion	31
CHAPITRE II : <i>Modèle Physique</i>	
II.1 Introduction	32
II.2 Modèle physique	33
II.2.1 Fonction de distribution.....	33
II.2.2 Grandeurs moyennes	34
II.2.3 Equation de Boltzmann et ses moments.....	34
II.3 Modèles non auto-cohérents.....	35
II.4 Modèle électrique auto-cohérent	35
II.4.1 Modèle microscopique (particulaire)	36
II.4.2 Modèle fluide	37
II.4.2.1 Approximation du champ local (ACL)	38

II.4.2.2	Approximation de l'énergie locale (AEL)	38
II.4.3	Modèle hybride	38
II.4.4	Equations utilisées dans le modèle fluide.....	40
II.4.4.1	Equation de continuité.....	40
II.4.4.2	Equation de transfert de la quantité de mouvement.....	40
II.4.4.3	Equation d'énergie	41
II.4.5.1	Logiciel Bolsig+.....	41
II.4.5.2	Modèles de dérive diffusion.....	41
II.4.5.3	Equation de Poisson.....	42
II.4.5.4	Modèle physique d'une décharge électrique couronne stationnaire	43
II.4.5.5	Force Electro-Hydrodynamique (EHD).....	44
II.5	Modèles théoriques et empiriques du vent électrique	45
II.6	Conclusion.....	48
CHAPITRE III : <i>Modèle Mathématique</i>		
III.1	Introduction.....	49
III.2	Modèle mathématique de la décharge couronne.....	52
III.2.1	Champ électrique	59
III.2.2	Flux d'électrons	61
III.2.3	Flux d'ions positifs	61
III.2.4	Flux d'ions négatifs	62
III.2.5	Flux d'électrons sur le fil.....	63
III.3	La force électro-hydrodynamique (EHD).....	64
III.3.1	Modèle hydrodynamique du gaz.....	65
III.3.2	Les conditions aux limites.....	67
III.4	Modèle chimique des particules neutres	68
III.4.1	Les conditions aux limites.....	69
III.5	Conclusion	70
CHAPITRE IV : <i>Résultats et Discussion</i>		
IV.1	Introduction.....	72
IV.2	Résultats et Discussion	72
IV.2.1	Caractéristique courant-tension	74
IV.2.2	Polarité positive	74
IV.2.2.1	Distribution du champ électrique	75
IV.2.2.2	La densité des particules chargées.....	77
IV.2.2.3	La force électrique.....	79
IV.2.3	Polarité négative	81

IV.2.3.1 Distribution de champ électrique	81
IV.2.3.2 La densité des particules chargées.....	83
IV.2.3.3 La force électrique.....	85
IV.2.4 La vitesse du gaz.....	88
IV.2.4.1 Polarité positive.....	88
IV.2.4.2 Polarité négative.....	91
IV.2.5 Comparaison entre les résultats des deux polarités	92
IV.2.5.1 Le champ électrique	92
IV.2.5.2 La densité des particules chargées.....	93
IV.2.5.3 La force électrique.....	94
IV.2.5.4 La vitesse du gaz	97
IV.2.6 Étude paramétrique	100
IV.2.6.1 Effet de la tension appliquée	100
IV.2.6.2 Effet du rayon de fil.....	102
IV.3 Validations de la partie hydrodynamique	106
IV.4 Conclusion	108
CHAPITRE V : Résultats et Discussion	
V.1 Introduction.....	109
V.2 Résultats et Discussion.....	109
V.2.1 Distributions de vitesses.....	110
V.2.2 Distribution spatiale des radicaux atomiques.....	111
V.2.3 Distribution spatiale de l'ozone (O ₃).....	114
V.2.4 Distribution spatiale des NO _x	117
V.2.4.1 Distribution spatiale du monoxyde d'azote (NO)	117
V.2.4.2 Distribution spatiale du dioxyde d'azote (NO ₂).....	120
V.2.4.3 Distribution spatiale du trioxyde d'azote (NO ₃)	123
V.3 Conclusion.....	126
Conclusion Générale	129
Références Bibliographiques	132

Table des Figures

CHAPITRE I : Revue Bibliographique

Figure I. 1 Configurations des décharges à barrière diélectrique [30].....	18
Figure I.2 : Géométrie de DBD de la décharge de surface [32]	19
Figure I.3 : Différentes configurations de la décharge couronne	19
Figure I.4 : Schéma des différents types de décharges couronnes [34]	20
Figure I.5 : Caractéristique courant-tension selon la distance inter-électrodes [36].....	21
Figure I.6 : Caractéristique courant-tension selon la nature des matériaux formant les électrodes ($d=0.5$ cm, $r_0=125$ μ m) [36]	22
Figure I.7 : Schéma d'évolution de la décharge observée en fonction de la pression [38]	23
Figure I.8 : Descriptif de la décharge couronne positive.....	25
Figure I.9 : Descriptif de la décharge couronne négative.....	26
Figure I.10 : Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique (configuration pointe-plan).	27
Figure I.11 : Visualisation de l'écoulement d'air (a) : en absence de la décharge, et (b) : en présence de la décharge [17].....	30
Figure I.12 : Dissipateur thermique ;(a) Sans vent ionique,(b) Avec vent ionique,(c) après 3 minutes, avec vent ionique (d) après 20 minutes, avec vent ionique [52].....	31

CHAPITRE II : Modèle Physique

Figure II.1 Schématisation du couplage entre le modèle fluide et le modèle monté Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al [18].....	39
--	----

CHAPITRE III : Modèle Mathématique

Figure III.1: Organigramme de résolution du système d'équations.....	51
Figure III.2 : Décharges couronnes entre un fil à fort potentiel et deux plaques mises à la terre dans l'air à la pression atmosphérique et à la température ambiante. (a) polarité positive ($V = 14,2$ kV, $I = 1,5$ mA), (b) polarité négative ($V = -10,5$ kV, $I = -1,3$ mA) [95]	53
Figure III.3 : Système de coordonnées bipolaires (σ , τ) utilisé pour décrire la décharge couronne dans la géométrie de l'électrode fil-plaque.	54

<i>Figure III.4: Lignes de champ</i>	56
<i>Figure III.5: Illustration schématique de la géométrie utilisée</i>	67
CHAPITRE IV : Résultats et Discussion des Distributions	
<i>Figure IV.1 : Illustration schématique de la géométrie utilisée</i>	73
<i>Figure IV.2 : Courbe caractéristique Courant-Tension, (a) polarité positive, (b) polarité négative</i>	74
<i>Figure IV.3 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i> ..	75
<i>Figure IV.4 : Champ électrique le long de l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i> ..	76
<i>Figure IV.5 : Densités des espèces chargées (N_p: ions positifs, N_e: électrons), le long de l'axe de symétrie, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i>	77
<i>Figure IV.6 : Distribution spatiale à 2D de la densité des espèces chargées (N_p: ions positifs, et N_e: électrons), pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i>	78
<i>Figure IV.7: Amplitude de la densité de la force EHD le long de l'axe de symétrie oy ($x=0$) en fonction de la distance au fil, pour $\phi = +9 \text{ kV}$, $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$.</i>	79
<i>Figure IV.8 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i>	80
<i>Figure IV.9 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i>	80
<i>Figure IV.10 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.</i>	81
<i>Figure IV.11 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	82
<i>Figure IV.12 : Profil du champ électrique, le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance du fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	82
<i>Figure IV.13 : Densités des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	83
<i>Figure IV.14 : Distribution spatiale à 2D de la densité des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	85
<i>Figure IV.15 : Amplitude de la force EHD le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	85
<i>Figure IV.16 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	86

<i>Figure IV.17 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	87
<i>Figure IV.18 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.</i>	87
<i>Figure IV.19 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées en couleur blanche. Le fil se situe au centre, parallèlement, entre les deux plaques.</i>	88
<i>Figure IV.20 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées en couleur blanche.</i>	89
<i>Figure IV.21: Vitesse du vent ionique le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) au voisinage de l'anode pour deux tensions appliquées différentes et deux séparations inter-électrodes différentes : $\phi = 11 \text{ kV}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ (rouge) ; et $\phi = 13 \text{ kV}$, $d = 1 \text{ cm}$ (en noir). Solution numérique : courbes pleines ; approximation analytique : courbes en pointillés.</i>	90
<i>Figure IV.22 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées par des lignes blanches. Le fil se situe, parallèlement, au centre entre les deux plaques parallèles.</i>	91
<i>Figure IV.23 : Distribution spatiale à 2D de la grandeur de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées par des lignes blanches.</i>	92
<i>Figure IV.24 : Profil de champ électrique le long l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	93
<i>Figure IV.25 : Densités des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (ligne discontinue) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$. (ligne continue) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	94
<i>Figure IV.26 : Amplitude de la densité de force EHD le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. La densité de la force totale, F_{totale}, est représentée par une ligne bleue continue pour : (a) polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; et une ligne rouge continue pour : (b) polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	95
<i>Figure IV.27 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	96
<i>Figure IV.28 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive ; $\phi = +8 \text{ kV}$. (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	96
<i>Figure IV.29 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	97
<i>Figure IV.30 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.</i>	97

Figure IV.31 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$ 98

Figure IV.32 : Vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) dans le cas de la décharge couronne positive et négative, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = \pm 8 \text{ kV}$ 99

Figure IV.33 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a) et la polarité négative (b) pour trois valeurs différentes de la tension appliquée : $\phi = \pm 7, \pm 9$ et $\pm 11 \text{ kV}$. Rayon du fil : $r_0 = 100 \mu\text{m}$, séparation inter-électrodes : $d = 0,5 \text{ cm}$ 100

Figure IV.34 : La force EHD le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a) et la polarité négative (b) pour trois valeurs différentes de la tension appliquée : $\phi = \pm 7, \pm 9$ et ± 11 . Rayon du fil : $r_0 = 100 \mu\text{m}$, séparation inter-électrodes : $d = 0,5 \text{ cm}$ 102

Figure IV.35 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) : dans la polarité positive (a), $\phi = 7 \text{ kV}$ et (b) polarité négative, $\phi = -7 \text{ kV}$, pour trois valeurs différentes du rayon du fil : $r_0 = 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Séparation inter-électrodes : $d = 0,5 \text{ cm}$ 103

Figure IV.36 : la force EHD le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a), $\phi = 7 \text{ kV}$ et (b) la polarité négative, $\phi = -7 \text{ kV}$, pour trois valeurs différentes du rayon du fil : $r_0 = 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Séparation inter-électrodes : $d = 0,5 \text{ cm}$ 104

Figure IV.37 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) en (a) polarité positive, $\phi = 7 \text{ kV}$, et (b) polarité négative, $\phi = -7 \text{ kV}$, pour trois valeurs différentes de l'inter-électrode séparation: $d = 0,5, 0,75$ et 1 cm . Rayon du fil: $r_0 = 100 \mu\text{m}$ 105

Figure IV.38 : la force EHD le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) en (a) polarité positive, $\phi = 7 \text{ kV}$, et (b) polarité négative, $\phi = -7 \text{ kV}$, pour trois valeurs différentes de la distance inter-électrode : $d = 0,5, 0,75$ et 1 cm . Rayon du fil: $r_0 = 100 \mu\text{m}$ 106

Figure IV.39 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz correspondant à une décharge couronne positive entre un fil parallèle à un plan dans un canal ouvert. Les lignes de courant sont dessinées en lignes blanches : $r_0 = 50 \mu\text{m}$, longueur du fil : $w = 11 \text{ cm}$, $d = 1,5 \text{ cm}$, tension appliquée : $\phi = +13,5 \text{ kV}$, intensité du courant: $i = 230 \mu\text{A}$ 108

CHAPITRE V : Résultats et Discussion

Figure V.1 : Illustration schématique de la géométrie utilisée..... 110

Figure V.2 : Amplitude de la vitesse de l'air et lignes d'écoulement correspondant à : (a) une vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ sans écoulement EHD, (b) une vitesse d'entrée de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD, et (c) une vitesse d'entrée de $V_0 = 100 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD, pour un rayon de fil de $r_0 = 100 \mu\text{m}$, une distance inter-électrodes de $d = 0,5 \text{ cm}$ et une tension appliquée $\phi = 11 \text{ kV}$ 111

Figure V.3 : Distribution spatiale à 2D des atomes d'oxygène (O) pour une : (a) vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de $V_0 = 100 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD. Les lignes de contour indiquées sont tracées à, $5 \times 10^{-9}, 5 \times 10^{-10}, 10^{-10}$ et $2 \times 10^{-11} \text{ kmol/m}^3$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$ 113

<i>Figure V.4 : Distribution spatiale à 2D des atomes d'azote (N) pour une : (a) vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10$ cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée $V_0 = 10$ cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée $V_0 = 100$ cm/s avec écoulement EHD. Les lignes de contour indiqués sont tracés à : 10^{-7}, 5×10^{-8}, 2×10^{-8}, 5×10^{-9} et 1.5×10^{-9} kmol/m³, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	114
<i>Figure V.5 : Distribution spatiale à 2D de l'ozone (O₃) pour un gaz d'une : (a) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s sans débit EHD, (b) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de $V_0 = 100$ cm/s avec écoulement EHD. Les lignes de contour indiqués sont tracés à : (a) 2×10^{-9}, 10^{-8}, 4×10^{-8}, 10^{-7}, 2×10^{-7} et 4×10^{-7} kmol/m³, (b) 2.5×10^{-9}, 2.5×10^{-8}, 3.2×10^{-8}, 4×10^{-8}, 6×10^{-8} et 8×10^{-8} kmol/m³, (c) 1.5×10^{-9}, 2.5×10^{-9}, 4×10^{-9}, 10^{-8}, 2×10^{-8} et 5×10^{-8} kmol/m³, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	114
<i>Figure V.6 : Effet de la tension appliquée sur la production de l'ozone, évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10$ cm/s et $V_0 = 100$ cm/s, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	116
<i>Figure V.7 : La distribution de l'ozone et de la vitesse à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), en 'lignes pleines' lorsque le mouvement EHD est pris en compte et en 'lignes pointillées' lorsque le mouvement EHD est ignoré ; pour la vitesse d'entrée du gaz $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	117
<i>Figure V.8 : Distribution spatiale à 2D de monoxyde d'azote (NO) pour une : (a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec écoulement EHD, (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec écoulement EHD. Les lignes de contour indiqués sont tracés à : (a) 2×10^{-10}, 10^{-9}, 2×10^{-9}, 4×10^{-9}, 8×10^{-9}, 1.5×10^{-8} et 2×10^{-8} kmol/m³, (b) 2×10^{-10}, 6×10^{-9}, 8×10^{-9}, 10^{-8}, 1.2×10^{-8} et 1.4×10^{-8} kmol/m³, (c) 2×10^{-10}, 10^{-9}, 2×10^{-9}, 3.2×10^{-9}, 5×10^{-9} et 8×10^{-9} kmol/m³, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	118
<i>Figure V.9 : Effet de la tension appliquée sur la production du monoxyde d'azote (NO), évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), avec et sans l'effet de la force EHD, et pour les vitesses d'entrée $V_0 = 10$ cm/s et $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	119
<i>Figure V.10 : La distribution de monoxyde d'azote et de la vitesse à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), pour la vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV. ..</i>	120
<i>Figure V.11 : Distribution spatiale à 2D du dioxyde d'azote (NO₂) pour une : (a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans l'écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec l'écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec l'écoulement EHD. Les lignes de contour indiqués sont tracés à : (a) 2×10^{-12}, 2×10^{-11}, 10^{-10}, 2×10^{-10}, 3×10^{-10}, 4×10^{-10}, 5×10^{-10} et 6×10^{-10} kmol/m³, (b) 2×10^{-12}, 2×10^{-11}, 2×10^{-10}, 10^{-9}, 1.6×10^{-9}, 1.9×10^{-9}, 2.2×10^{-9} et 2.4×10^{-9} kmol/m³, (c) 10^{-13}, 10^{-12}, 3×10^{-12}, 4×10^{-12}, 5×10^{-12} et 7×10^{-12} kmol/m³, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	121
<i>Figure V.12 : Effet de la tension appliquée sur la production du dioxyde (NO₂) d'azote évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10$ cm/s et $V_0 = 100$ cm/s, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	122
<i>Figure V.13 : La distribution du dioxyde d'azote (NO₂) et de la vitesse à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), pour vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 100$ cm/s, pour $r_0 = 100$ μm, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.</i>	123

Figure V.14 : Distribution spatiale à 2D du trioxyde d'azote (NO_3) pour la : (a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec écoulement EHD. Les lignes de contour indiquées sont tracées à : (a) 2×10^{-18} , 2×10^{-17} , 2×10^{-16} , 10^{-15} , 2×10^{-15} , 4×10^{-15} , 6×10^{-15} , 8×10^{-15} , 10^{-14} et 1.2×10^{-14} kmol/m³, (b) 2×10^{-18} , 2×10^{-17} , 10^{-15} , 5×10^{-15} , 7.5×10^{-15} , 9×10^{-15} , 1.03×10^{-14} , 1.1×10^{-14} et 1.2×10^{-14} kmol/m³, (c) 2×10^{-19} , 10^{-18} , 3.4×10^{-18} , 4.7×10^{-18} , 6×10^{-18} , 7.5×10^{-18} et 10^{-17} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$ 124

Figure V.15 : Effet de la tension appliquée sur la production du trioxyde d'azote (NO_3) évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10 \text{ m/s}$ et $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$ 125

Figure V.16 : La distribution du trioxyde d'azote (NO_3) et de la vitesse à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), pour la vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$ 126

Liste des Tableaux

<i>Tableau I.1 : Influence de la nature des électrodes sur la mobilité ionique en tension positive et en tension négative ($r_0=125 \mu\text{m}$ et $d=0,5 \text{ cm}$) [15]</i>	<i>22</i>
<i>Tableau III.1 : Les constantes empiriques utilisées dans le modèle $k-\varepsilon$</i>	<i>66</i>
<i>Tableau III.2 : Liste des réactions et coefficients de réaction [27].....</i>	<i>69</i>
<i>Tableau IV.1 : Les paramètres utilisés dans la modélisation.....</i>	<i>73</i>
<i>Tableau IV.2 : Valeurs de la vitesse maximale du vent ionique dans le cas de la décharge couronne positive pour une configuration d'électrodes fil-plan ($r_0 = 50 \mu\text{m}$ et la longueur du fil $w = 11 \text{ cm}$). Comparaison entre la modélisation et les expériences.</i>	<i>108</i>

Nomenclature

α	Le coefficient d'ionisation
N_e	La densité des électrons
N_p	La densité des ions positifs
N_n	La densité des ions négatifs
N_j	La densité des particules neutres
T_e	La température électronique
λ_D	La longueur de Debye
ϵ_0	La permittivité du vide
k_B	La constante de Boltzmann
e	La charge électrique
P	La pression
ϕ_{onset}	La tension d'amorçage
ϕ	La tension Appliquées
N	La densité de l'air
\vec{r}	Le vecteur de position
\vec{v}	Vecteur de vitesse
f	La fonction de distribution
γ	L'accélération
E	Le champ électrique
$\langle v \rangle$	La vitesse moyenne des particules
\mathbf{J}_i	Le flux des particules chargées i
μ_i	La mobilité des particules chargées i

D_i	Le coefficient de diffusion de l'espèce i
e_i	La charge de l'espèce chargée i
e_0	La valeur absolue de la charge électronique
$S_{i,j}$	Le terme source pour les espèces chargées i , et les espèces neutres j
V	La vitesse d'écoulement du gaz
m_i	La masse de l'espèce i
ν_i	La fréquence d'échange de la quantité de mouvement par collision avec les neutres
U_i	La vitesse macroscopique de l'espèce i
F	La Force électro hydrodynamique EHD
j_i	La densité de courant de l'espèce i
i	L'intensité de courant de la décharge
k	Coefficient de perte
ρ	La masse volumique de l'air
M_g	La masse molaire du gaz
d	La distance inter-électrodes
A_G	La section efficace transversale de la décharge
x	La distance à la pointe
x_0	La limite de la zone d'ionisation
r_0	Le rayon du fil
w	La longueur du fil
η	Le coefficient d'attachement
a	La distance entre le point focal des lignes de champ et le plan
S	La surface comprise entre deux lignes de champ

j_0	La densité de courant mesurée sur le fil
j_T	La densité de courant mesurée sur le plan
J_e	Le flux des électrons
J_p	Le flux d'ions positifs
J_n	Le flux d'ions négatifs
$j(0)$	La densité de courant le long de l'axe de symétrie
λ	La viscosité dynamique de l'air
μ_t	La viscosité turbulente
τ_R	Le tenseur de Reynolds
I	Le tenseur unité
ε	Le taux de dissipation turbulente
k	L'énergie cinétique turbulente
ζ	Le taux de production des espèces neutres

Indices

O	Fil
T	plan
L	Point où le coefficient d'ionisation est égal au coefficient d'attachement

Introduction Générale

La décharge couronne se développe autour d'électrodes ayant un faible rayon de courbure, telles que des pointes, des lames ou des fils. Par conséquent, un réacteur à effet couronne typique se compose habituellement d'un couple d'électrodes dont l'une (l'électrode couronne ou pointue) a une forte courbure, tandis que l'autre est souvent une plaque ou un cylindre. La décharge électrique couronne se produit lorsqu'une différence de potentiel électrique est appliquée entre ces deux électrodes, créant ainsi un fort champ électrique autour de l'électrode pointue, ce qui provoque le claquage de gaz. Cependant, l'ionisation reste généralement confinée au voisinage de l'électrode couronne, puisque l'intensité du champ électrique décroît très rapidement en s'éloignant de cette électrode (un fil par exemple). De ce fait, l'espace entre-électrodes peut être divisé en deux zones : la région d'ionisation et la région de dérive. Dans la région d'ionisation, des ions ayant la même polarité que celle de l'électrode couronne sont générés et injectés dans la région de dérive, où ils dérivent sous le champ électrique vers l'électrode de polarité opposée.

Lorsque les ions circulent entre les électrodes, une quantité de mouvement de ces ions est transférée aux molécules neutres du gaz à travers des collisions 'ions-molécules'. Ainsi, il peut apparaître un flux de gaz macroscopique qui acquiert des vitesses maximales pouvant aller jusqu'à plusieurs mètres par seconde. Ce flux de gaz est généralement appelé 'vent ionique', 'vent électrique' ou même 'écoulement électro-hydro-dynamique (EHD)'. Outre les décharges électriques couronnes [1]–[5], ce flux est également spécifique à d'autres types de décharges électriques, notamment, les décharges à barrière diélectrique où il a été observé [6], [7][6-7]. L'existence du flux de vent ionique est connue depuis longtemps [8], cependant, elle demeure encore un sujet d'étude et d'investigation en raison de sa grande complexité intrinsèque et de son notable intérêt industriel. Le vent ionique revêt un aspect d'une importance capitale qui réside dans la génération de l'écoulement d'air sans avoir besoin d'utiliser des pièces mécaniques. Ceci est très pratique lors de l'utilisation de ce vent dans de nombreuses applications industrielles, telles que l'amélioration du transfert de chaleur [9], [10], les pompes et micro-pompes EHD [11], [12], le contrôle du flux EHD [13] et les enceintes ioniques [14]. De plus, les dispositifs technologiques exploitant le vent électrique créé lors d'une décharge couronne présentent, généralement, des avantages supplémentaires par rapport aux dispositifs d'autres technologies, notamment une simple conception, une baisse remarquable du poids, une taille réduite, l'absence de pièces mobiles, un faible coût et une longue durée de vie. Dans cette perspective, de nombreuses études expérimentales ont été effectuées, dans diverses configurations d'électrodes, qui visaient à améliorer l'efficacité mécanique des dispositifs EHD conçus pour, par exemple, les applications du contrôle de l'écoulement d'air [13], [15]–[19], l'amélioration du transfert thermique [20], [21] et la collecte de particules poussiéreuses [22].

Ce travail de recherche scientifique est consacré, d'une part, au développement d'un modèle analytique de la décharge couronne électrique négative et positive de type 'fil-plan' dont le gaz plasmagène est l'air à pression atmosphérique et, d'autre part, à la compréhension des mécanismes se trouvant à la base de la naissance et de l'écoulement du vent ionique, afin de déterminer les paramètres importants qui les contrôlent. L'originalité de ce travail réside dans la prise en compte, simultanément, de la dynamique du gaz réactif, et du couplage entre le modèle de la dynamique de ce gaz et le modèle électrique de la décharge couronne.

En visant l'objectif cité auparavant, le manuscrit y afférent à ce travail est organisé de la manière suivante :

Le premier chapitre présente des généralités sur le plasma, en général, et les décharges électriques, en particulier, tout en mettant, plus particulièrement, l'accent sur les décharges couronnes dont leur étude fait l'objectif principal de cette recherche. Après avoir exposé les phénomènes physiques qui régissent la décharge couronne, un état de l'art sur le vent ionique, sera établi. Enfin, nous présentons les différentes techniques de génération du vent ionique ainsi que les applications ayant trait.

Nous entamerons le deuxième chapitre par une analyse de travaux antérieurs ayant porté sur la génération du vent ionique par la décharge couronne. Enfin, nous décrivons l'équation de Boltzmann et nous mettons l'accent sur la description des différentes approches qui existent pour modéliser une décharge électrique couronne et les différentes approximations que nécessite cette modélisation.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation des phénomènes électrohydrodynamiques dans le cas d'un canal d'écoulement d'air où la décharge couronne est mise en œuvre entre un fil, placé perpendiculairement à l'écoulement principal de l'air, et parallèlement à la paroi inférieure du canal placée parallèlement à cet écoulement. Tout d'abord, nous discutons des couplages entre différents phénomènes (électriques, mécaniques et chimiques), ainsi que la problématique liée à la détermination de la densité de charges afin de calculer la force EHD dans l'espace inter-électrodes, notamment, dans le cas de la polarité négative. La décharge couronne est décrite par les équations de continuité, des espèces chargées, couplées à l'équation de Poisson. Dans ce contexte, nous avons développé, dans notre groupe, un modèle analytique pour résoudre ces équations, dans le cas d'une décharge couronne qui s'effectue à courant continu en régime stationnaire dans l'air. Une fois cette force EHD calculée, elle sera utilisée dans les équations de Navier-Stokes pour, d'une part, déterminer le profil de l'écoulement et, d'autre part, dans et les

équations de continuité pour déterminer les distributions spatiales des espèces neutres produites par la décharge électrique couronne.

Le quatrième chapitre porte sur une exploitation du modèle analytique de la décharge électrique couronne dans les deux polarités (positive et négative). Les résultats qui découlent de l'exploitation de ce modèle analytique sont les distributions spatiales des particules chargées (les électrons, les ions positifs et les ions négatifs) et la force EHD totale. Par la suite, nous procédons à la discussion des résultats que révèle la simulation numérique la vitesse du vent ionique à deux dimensions (2D), puis à une dimension (1D), en étalant notre analyse sur les deux polarités positive et négative, successivement. Une attention particulière a été réservée à la comparaison des résultats. En effet, pour les deux polarités, une comparaison a été effectuée entre les résultats issus de l'application de notre modèle analytique, et portant sur les distributions spatiales des particules chargées et de la force EHD totale. Tandis que, les résultats de notre simulation numérique de la vitesse du vent ionique ont été déduits pour les deux polarités, et ceux de la polarité positive ont été comparés à ceux de l'expérience de Elargin [10]. Finalement, après la validation indiquée de notre modèle de décharge, une étude paramétrique vient clore ce chapitre.

Tandis que le cinquième chapitre regroupe les résultats qui découlent de l'application de la simulation numérique concernant les distributions spatiales des particules neutres (O, O₃, N, N₂, NO, NO₂ et NO₃) produites par la décharge électrique couronne positive, avec et sans écoulement EHD, analyse ces résultats, et propose une interprétation de ces distributions spatiales.

Enfin une conclusion générale cerne les différents résultats, récapitule les principaux et, aboutit ainsi à déduire les recommandations qui peuvent être décelées de ce travail de recherche scientifique.

I.1 Introduction.....	14
I.2 Notions sur le plasma et les décharges électriques	14
I.2.1 Définition d'un plasma	14
I.2.2 Décharges électriques à la pression atmosphérique.....	16
I.2.2.1 Décharge à barrière diélectrique	17
I.2.2.2 Décharges couronnes.....	19
I.2.2.2.1 Les facteurs influençant la décharge couronne	21
I.2.2.2.1.1 Facteurs géométriques	21
➤ <i>Rayon de la courbure</i>	21
➤ <i>Distance inter-électrodes</i>	21
➤ <i>La nature des électrodes</i>	22
I.2.2.2.1.2 Facteurs physico-chimiques.....	23
➤ <i>La température</i>	23
➤ <i>L'humidité</i>	23
➤ <i>La pression</i>	23
➤ <i>La densité de l'air</i>	24
I.2.2.2.1.3 Facteurs électriques	24
I.2.2.2.2 Types de décharges couronnes	24
I.2.2.2.2.1 Décharge couronne positive	24
I.2.2.2.2.2 Décharge couronne négative.....	26
I.2.2.2.3 Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)	27
I.3 Le vent électrique	28
I.3.1 Historique	29
I.3.2 Applications.....	29
I.4 Conclusion	31

CHAPITRE I

Revue Bibliographique

Cette revue bibliographique est organisée en deux parties. Il nous est apparu nécessaire de présenter, dans un premier temps, les décharges couronnes à pression atmosphérique. Nous replaçons celles-ci dans le contexte le plus général des plasmas et nous analysons, précisément, les phénomènes physiques qui régissent cette décharge couronne. La deuxième partie porte sur l'Electro-Hydro-Dynamique (EHD) ou, plus largement, sur les interactions entre une décharge et un écoulement. Il s'agit là d'explicitier le vent ionique et d'évoquer quelques-unes de ses applications.

I.1 Introduction

L'étude présentée à travers ce manuscrit est articulée autour de deux disciplines : la physique des plasmas et, en particulier, les décharges électriques à pression atmosphérique ; et la mécanique des fluides. Dans ce premier chapitre, les différents éléments utiles pour cette étude seront présentés. Une brève revue bibliographique portera sur les plasmas, les décharges électriques et le vent ionique, ainsi que sur quelques applications du vent ionique. Entre 1740 et 1750, plusieurs chercheurs tels que *Nollet et Franklin* confirment l'observation de *Hauksbee*, en 1709, qui rapporte une sensation de soufflage avec un tube chargé. Ensuite, *Wilson et Hamilton* mettent au point le « tourniquet électrique » qui est un mécanisme célèbre permettant de mettre en évidence le vent ionique. En 1838, *Faraday* affirme, dans son ouvrage consacré aux décharges électriques, que le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres particules [23]. La décharge électrique couronne est utilisée comme actionnaire à plasma et il est, donc, utile de comprendre les phénomènes mis en jeu.

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIII^{ème} siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite, l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à *V.V. Petrov* de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. *Humphrey Davy* en fit ensuite l'étude. Mais ce fut *Michael Faraday* qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de $100 Pa$ sous $1000 Volt$. Par la suite, à la fin du XIX^{ème} siècle et au début du XX^{ème} siècle, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de *William Crookes et de Thomson* avec, en particulier, la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge et la mesure du rapport 'charge/masse' (e/m). Vers 1900, un élève de *Thomson*, *Townsend*, réalisa la première modélisation d'une décharge correspondant à la décharge luminescente en champ uniforme [24]. *Langmuir* travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du XX^{ème} siècle on passa à l'exploration des décharges électriques en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications, de plus en plus nombreuses, de ces décharges [25].

I.2 Notions sur le plasma et les décharges électriques

I.2.1 Définition d'un plasma

C'est vers 1923, que *Langmuir* a introduit le terme plasma (à cause de la similarité avec le sang) à un milieu gazeux, globalement neutre, composé d'ions et d'électrons. Plus généralement, le

terme 'plasma' est employé pour décrire un milieu gazeux ionisé pouvant contenir une forte proportion de particules électriquement neutres (atomes, molécules). Le plasma est l'état de la matière le plus répandu dans l'univers. Il entre dans la composition des étoiles, des ionosphères et des magnétosphères, ainsi que dans la composition des décharges électriques naturelles (foudre) ou créées par l'homme (LASERS, lampes, arcs, etc...). On peut dire que le plasma est une collection de particules chargées positivement et négativement, localisées dans l'espace, ayant la densité des charges positives qui est à peu près égale à la densité des charges négatives. Les charges positives sont généralement des ions provenant des atomes ou des molécules dont on a enlevé un ou plusieurs électrons. Tandis que les charges négatives sont généralement des électrons mais, dans certains milieux, on peut rencontrer des espèces électronégatives [26], [27]. On distingue deux types de plasmas :

□ Les plasmas chauds (dits aussi plasma de fusion) où la température dépasse $10^6 K$ et peuvent être complètement ionisés. Les plasmas de fusion font l'objet d'un pari ambitieux de l'humanité qui vise à réaliser un réacteur nucléaire qui produit de l'énergie par fusion thermonucléaire entre des noyaux légers de deutérium (2H) et de tritium (3H). La température de ces plasmas se chiffre en millions de degrés [28].

□ Les plasmas froids qui sont des milieux faiblement ionisés dont lesquels la température des particules ne dépasse pas quelques dizaines de milliers de degrés kelvin. Dans les plasmas froids, on distingue les plasmas thermiques où toutes les espèces de particules (électrons, ions, atomes et molécules) ont des températures voisines, et les plasmas hors-équilibre thermodynamique où les électrons ont des températures beaucoup plus élevées que celles des particules lourdes. A cause de leur grande mobilité, les électrons sont accélérés dans le champ électrique et acquièrent une énergie cinétique importante, alors que les particules lourdes gardent une température voisine de l'ambiante. Ces électrons peuvent céder une partie de leur énergie cinétique aux particules lourdes par l'intermédiaire de collisions élastiques [29]. Le milieu atteint un état d'équilibre thermodynamique lorsque la température de l'ensemble est la même. Il existe alors deux grands types de collisions entre ces éléments :

- Les collisions élastiques, qui ne participent pas directement à l'activation du gaz, mais sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur.

- Les collisions inélastiques qui sont responsables du changement des niveaux d'énergie interne des molécules et des atomes et/ou de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique, ...etc.), et ce en fonction de l'énergie cinétique des électrons.

Il est possible alors de définir le degré d'ionisation (α) d'un gaz, en connaissant la densité des électrons (N_e) et la densité des particules neutres (N_j), sous la forme :

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_j}, \quad (\text{I.1})$$

- Si $\alpha < 10^{-4}$ on parle d'un gaz faiblement ionisé (les principales interactions sont de type collisions électrons-particules neutres).
- Si $\alpha > 10^{-4}$ le gaz est fortement ionisé (les interactions sont de type collisions électrons-électrons ou électrons-ions).

Il existe de nombreux critères destinés à la classification des plasmas. Parmi ces critères nous citons la densité électronique (N_e) et la température électronique (T_e) qui permettent de définir la longueur de Debye (λ_D):

$$\lambda_D = \left(\frac{2\varepsilon_0 k_B T_e}{N_e e^2} \right)^{0.5}, \quad (\text{I.2})$$

Où ε_0 est la permittivité du vide, k_B la constante de Boltzmann et T_e la température électronique. Cette longueur définit la distance sur laquelle les effets du champ électrique dus à une charge électrique (e) ne sont pas neutralisés par l'ensemble de charges de signe opposé. Elle représente aussi la limite de neutralité électrique du plasma, c'est-à-dire si cette limite (λ_D) est inférieure aux dimensions du plasma, celui-ci sera globalement neutre.

I.2.2 Décharges électriques à la pression atmosphérique

Le plasma froid non thermique est créé à l'aide d'une décharge électrique, hors-équilibre thermodynamique, établie entre deux électrodes par application d'une tension (continue, alternative ou pulsée). Les électrons énergiques sont créés lors de leur accélération par le champ électrique au

sein même du milieu gazeux, contrairement aux procédés à faisceaux d'électrons, où les électrons énergiques sont injectés dans le milieu gazeux à partir d'une source externe. Lorsque l'énergie gagnée par les électrons à partir du champ électrique est suffisamment grande, des collisions inélastiques se produisent et forment le plasma réactif recherché. Puisque, à la pression atmosphérique la décharge électrique possède généralement une structure filamentaire (le régime diffus relève plutôt d'une particularité de la source de tension, ou de la composition du gaz, ou bien encore de la nature du diélectrique dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique : DBD), le plasma est donc spatialement inhomogène (filaments lumineux très fins de quelques dizaines de micromètres) tout en étant dans un régime transitoire de courte durée (quelques dizaines de nanosecondes).

Selon la configuration géométrique des électrodes, les décharges électriques à la pression atmosphérique peuvent être de type couronne (lorsque l'électrode portée à la haute tension a une structure incurvée) ou DBD (lorsqu' une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique).

I.2.2.1 Décharge à barrière diélectrique

Les décharges à barrières diélectriques, sont caractérisées par la présence d'au moins une couche de matériau isolant en contact avec la décharge (*Figure I. 1*), ce qui nécessite l'emploi d'une alimentation alternative ou pulsée. Dans ce type de décharge, le passage à l'arc électrique est empêché grâce à un isolant placé entre les électrodes. L'accumulation des particules chargées sur la surface du diélectrique, au moment de l'arrivée des filaments de décharge sur le diélectrique, génère un champ électrique qui s'oppose au champ externe dû à la tension appliquée entre les électrodes. Au fur et à mesure que les charges électriques se déposent sur le diélectrique, le champ électrique vu par le gaz diminue, ce qui induit l'extinction de la décharge avant que les processus de thermalisation du gaz, dans le canal de décharge, n'aient eu lieu.

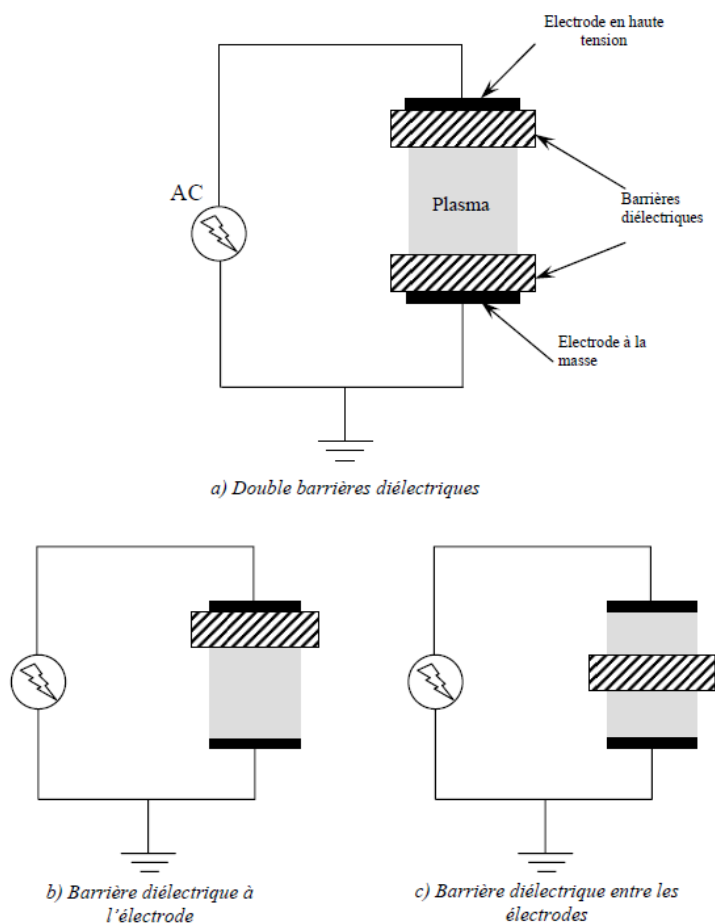


Figure I. 1 : Configurations des décharges à barrière diélectrique [30]

Dans l'air à pression atmosphérique avec une distance inter-électrodes de quelques millimètres, le plasma est constitué d'une succession de filaments très fins ($\sim 100 \mu\text{m}$) qui traverse l'espace gazeux sur des temps très courts ($\sim 10 \text{ ns}$).

On utilise généralement une tension alternative avec une fréquence de répétition de quelques kHz pour générer un plasma réactif assez riche en espèces actives. Mais pour une source d'espèces actives encore plus efficace, on peut aussi utiliser des sources pulsées, en particulier mono-polaires (tension uniquement positive par exemple) où l'inversion des charges se produit non pas lorsqu'on passe de l'alternance positive à l'alternance négative comme dans les DBD classiques, mais lorsqu'on passe de la partie montante à la partie descendante de l'impulsion de tension [31].

De plus, dans le cas des configurations d'électrodes classiques (voir la *Figure I. 1* ci-dessus), la décharge se développe principalement dans le volume gazeux. Il existe d'autres géométries d'électrodes où on peut être en présence d'une DBD de surface lorsque les deux électrodes sont en contact avec la même barrière diélectrique, car le plasma se développe le long de la surface isolante (*Figure I.2*). Ce type de géométrie peut être utilisé, notamment, pour les actionnaires plasmas [17].

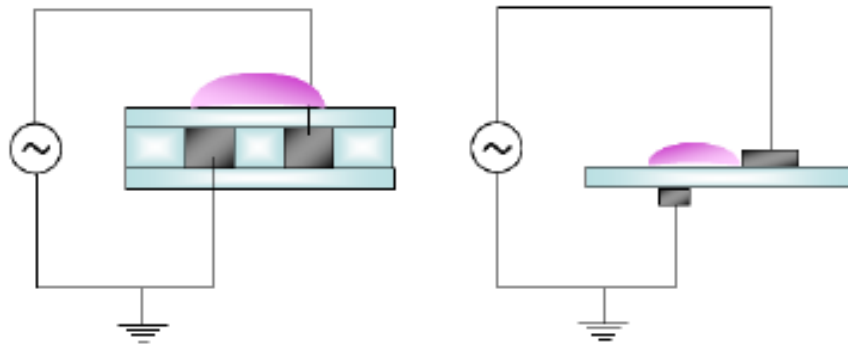


Figure I.2 : Géométrie de DBD de la décharge de surface [32]

I.2.2.2 Décharges couronnes

Les décharges couronnes sont caractérisées par une dissymétrie géométrique des électrodes. Les configurations courantes utilisées dans les expériences sont de type pointe-plan, fil-plan et fil-cylindre (Figure I.3). Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, le champ électrique réduit produit dans l'espace inter-électrodes est fortement inhomogène. Il a une valeur élevée au voisinage de cette électrode (anode) puis décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de la cathode plane. A proximité de la pointe anodique, l'amplitude importante du champ électrique réduit permet de générer des électrons avec des énergies cinétiques suffisamment élevées pour ioniser le gaz. C'est une zone où se développent les avalanches électroniques ce qui permet, rapidement, l'accumulation d'une charge d'espace qui est à l'origine de la propagation de la décharge. Naturellement, dans cette zone proche de la pointe, les processus d'ionisation prédominent sur les processus d'attachement des électrons. Mais, en s'éloignant de la pointe, le champ électrique devient de plus en plus faible.

L'avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique.

➤ Fil-plan :	➤ Fil-cylindre	➤ Pointe-plan

Figure I.3 : Différentes configurations de la décharge couronne

La difficulté principale rencontrée avec ce type de décharge est la transition à l'arc électrique [33]. Cette transition est accompagnée par une forte augmentation de courant circulant dans la décharge et une hausse de la température de gaz et, par conséquent, le plasma généré est proche de l'équilibre thermodynamique et la puissance injectée dans le gaz est, majoritairement, dissipée par effet Joule.

Dans la majorité des applications utilisant des décharges couronnes, on cherche à éviter le passage à l'arc électrique pour ne pas détériorer les électrodes et pour optimiser les processus de formation d'espèces actives en fonction de l'énergie injectée.

La *Figure I.4*, issue de la référence [34] montre les différentes phases des décharges couronnes positive et négative, en partant des premières avalanches primaires jusqu'au « spark » (étincelle ou claquage).

Il est important de souligner que les processus de surface jouent un rôle essentiel dans le développement et la propagation d'une décharge couronne négative ; alors que ce sont les processus ayant lieu dans le gaz qui sont, pour l'essentiel, à l'origine du développement et de la propagation de la décharge positive qui fait, principalement, l'objet du présent travail.

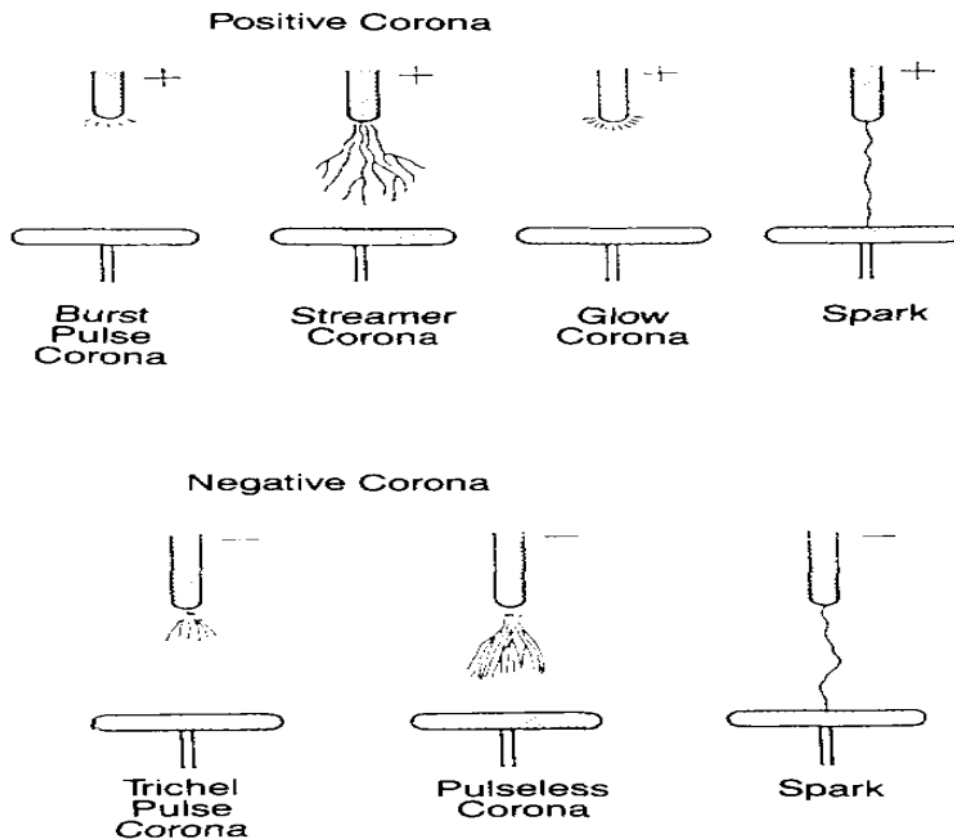


Figure I.4 : Schéma des différents types de décharges couronnes [34]

I.2.2.2.1 Facteurs influençant la décharge couronne

Plusieurs genres de facteurs peuvent influencer le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne [35] dont on distingue trois genres essentiels de ces facteurs :

- Facteurs géométriques.
- Facteurs physico-chimiques.
- Facteurs électriques.

I.2.2.2.1.1 Facteurs géométriques

➤ *Rayon de la courbure*

L'augmentation du rayon de courbure (r_0) augmente la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

➤ *Distance inter-électrodes*

L'influence de la distance inter-électrodes (d) sur les paramètres de la décharge est montrée sur la *Figure I.5*.

Il apparait clairement que le courant est plus important et croit plus rapidement, avec la tension appliquée, pour de faibles distances inter-électrodes. De plus, les seuils de décharge couronne apparaissent pour de faibles valeurs de tension dans le cas de petites distances inter-électrodes [36].

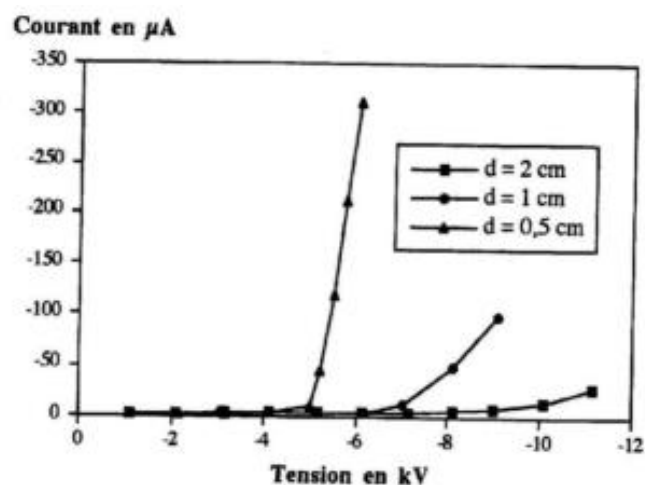


Figure I.5 : Caractéristique courant-tension selon la distance inter-électrodes [36]

➤ *La nature des électrodes*

La caractéristique courant-tension est représentée selon la nature des matériaux formant les électrodes (cuivre, aluminium, et acier) sur la *Figure I.6*.

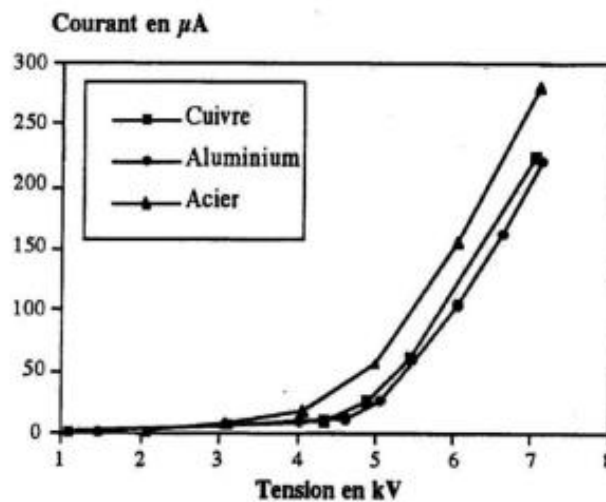


Figure I.6 : Caractéristique courant-tension selon la nature des matériaux formant les électrodes ($d=0.5$ cm, $r_0=125$ μ m) [36]

La nature des matériaux formant les électrodes et la tension appliquée influent sur la mobilité ionique (μ) comme le montre le tableau suivant [36] ;

Tension positive	Mobilité ionique μ ($m^2V^{-1}s^{-1}$)
Electrode en cuivre	8×10^{-5}
Electrode en aluminium	$7,4 \times 10^{-5}$
Electrode en acier	12×10^{-5}
Tension négative	Mobilité ionique μ ($m^2V^{-1}s^{-1}$)
Electrode en cuivre	4×10^{-4}
Electrode en aluminium	$2,9 \times 10^{-4}$
Electrode en acier	$4,5 \times 10^{-4}$

Tableau I.1 : influence de la nature des matériaux formant les électrodes sur la mobilité ionique (μ) en tension positive et en tension négative ($r_0=125$ μ m et $d=0,5$ cm) [36]

Nous observons une grande mobilité ionique avec des électrodes en acier plutôt qu'avec des électrodes en aluminium, quelle que soit la polarité de la tension appliquée, et que cette mobilité est,

pour le même matériau formant les électrodes, plus importante dans la polarité négative que dans la polarité positive.

I.2.2.2.1.2 Facteurs physico-chimiques

➤ *Température*

Avec l'augmentation de la température, à la pression atmosphérique, la rigidité diélectrique de l'air diminue, ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen des particules augmente [37]. Par contre si l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la pression (P), ceci influe donc sur le produit « $P \times d$ » [38].

➤ *Humidité*

L'influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'air est très importante, surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme. Ce phénomène serait lié, d'une part, à l'accroissement de l'attachement des électrons libres, du fait de la présence de la vapeur d'eau dans l'air (grande électronégativité) et, d'autre part, à la plus grande absorption des photons se trouvant en tête des streamers, dans la région où se produisent les avalanches secondaires par photo ionisation [39]. Le seuil d'apparition de la décharge couronne survient à des tensions toujours plus basses pour une humidité relative de 90 % que pour celle de 5 % [36]. Cette différence pourrait s'expliquer par l'augmentation de la conductivité de l'air lorsque l'humidité relative de la cellule de décharge augmente.

➤ *Pression*

L'effet de la pression est, directement, proportionnel à la tension d'amorçage et, inversement, proportionnel au courant. La *Figure I.7* montre l'effet de la pression sur la décharge.

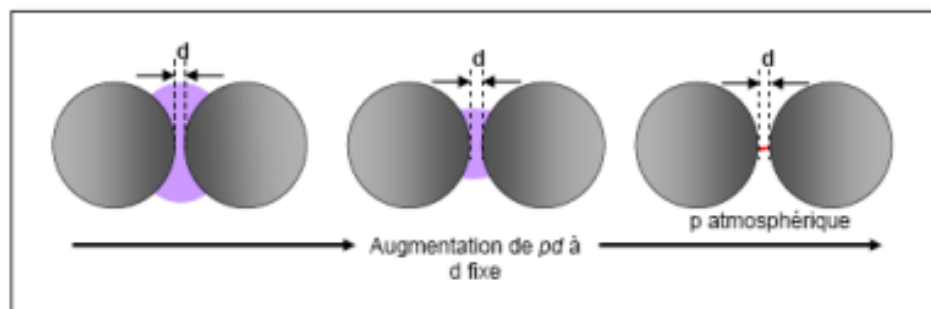


Figure I.7 : Schéma d'évolution de la décharge observée en fonction de la pression [38]

➤ *Densité de l'air*

Les paramètres climatiques et, plus particulièrement, la densité de l'air, influencent la tension d'amorçage ϕ_{onset} des intervalles d'air.

La tension ϕ est inversement proportionnelle à la densité de l'air (N) :

$$\phi = \frac{\phi_{onset} K_h}{N}, \quad (I.3)$$

Avec :

ϕ_{onset} : Tension de claquage dans les conditions normales.

K_h : Correction à apporter pour avoir les conditions normales.

I.2.2.2.1.3 Facteurs électriques

L'effet couronne diffère selon qu'on applique, à un système d'électrodes, une tension continue ou alternative.

Les différents modes d'émission de charges qui ont été décrits en tension alternative sont, également, observés en tension continue ; et la seule différence est que l'effet couronne en tension alternative implique que la concentration des émissions de charges correspond à la crête de la sinusoïde du courant en tension alternative, tandis qu'en tension continue l'émission de charges est permanente.

I.2.2.2.2 Types de décharges couronnes

On distingue deux types de décharges couronnes appelées, respectivement, les décharges couronnes positives ou négatives selon si l'électrode stressée a le rôle d'anode ou de cathode. Les mécanismes de fonctionnement de chacune de ces décharges sont brièvement décrits dans les sections suivantes.

I.2.2.2.2.1 Décharge couronne positive

La décharge couronne positive est celle qui se produit quand fil est portée à un potentiel positif et la plaque est mise à la terre. Les électrons libres formés naturellement dans l'espace inter-électrode sont accélérés vers le fil. Dans la région d'ionisation, très près du fil, où le champ électrique réduit (E/N)

est plus grand que 120Td *Figure I.8*. Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l’anode, sous l’effet des forces de Coulomb, jusqu’à une distance du fil (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique, qui devient trop faible ($E/N < 120 \text{ Td}$ dans l’air à pression atmosphérique), ne permet plus la création d’ions positifs. Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque). Cette zone unipolaire, puisqu’il n’y a que des ions positifs [40], est appelée région de « dérive » (*Figure I.8*). Dans la décharge couronne positive, la région couronne du plasma coïncide avec la région d’ionisation ce que n’est pas le cas d’une décharge couronne négative.

Pour cette décharge, il y’a avancement de streamers qui se propagent, en quelque sorte, comme une extension de l’anode. D’après les modélisations mentionnées dans [41], la décharge est composée d’une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de $2 \times 10^5 \text{ m/s}$) et d’une phase de restauration, pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence de 10 kHz . Le courant de décharge n’est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires. La référence [42] indique qu’un courant positif de $50 \mu\text{A}$ se décomposerait en un courant unipolaire continu de $20 \mu\text{A}$, distribué uniformément à la surface de la cathode, et de streamers de courant alternatif contribuant à $30 \mu\text{A}$ et percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz .

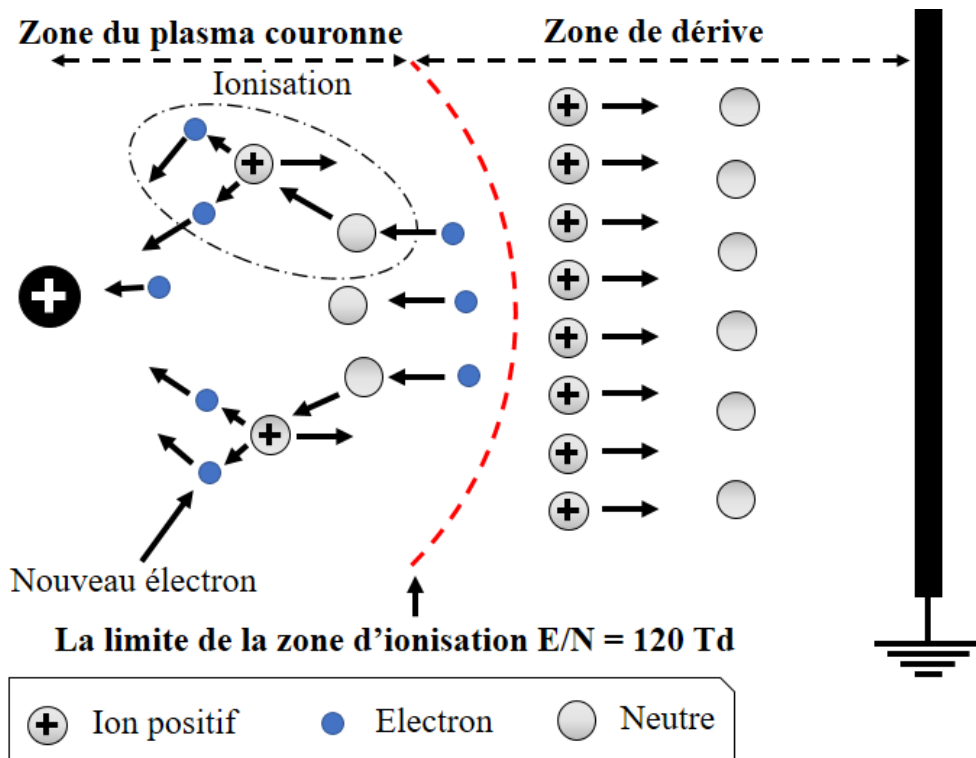


Figure I.8 : Descriptif de la décharge couronne positive

I.2.2.2.2 Décharge couronne négative

Dans le cas où le fil est porté à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour du fil. La référence [43] explique que les ions positifs ainsi créés reviennent rapidement à la cathode, qui est le fil dans cette polarité négative (*Figure I.9*). Seuls les ions négatifs créés par attachement, dans une zone où le champ est plus faible, peuvent migrer vers la plaque. De plus, lorsque la haute tension dépasse un certain seuil, il y a passage à l'arc.

Le courant de cette décharge négative est dû à des impulsions de Trichel qui apparaissent à une fréquence qui dépend de la tension appliquée [44]. Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode. Les ions négatifs empêchent, en effet, la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions négatifs ayant migrés vers la plaque (l'anode), de nouvelles avalanches électroniques apparaissent. L'intervalle entre deux pics successifs de courant ou impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs pour atteindre l'anode.

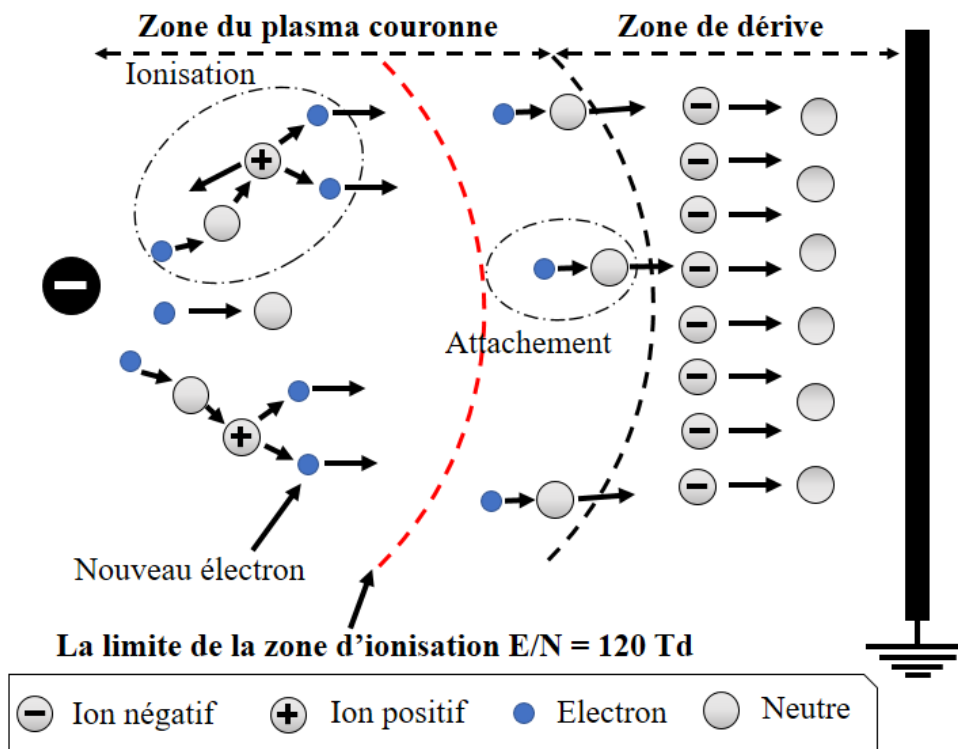


Figure I.9 : Descriptif de la décharge couronne négative

On rappelle qu'une décharge couronne peut être positive (ou négative), selon la polarité positive (ou négative), à laquelle l'électrode de faible rayon de courbure est portée. La *Figure I.10* représente une caractéristique typique de la décharge couronne (positive ou négative). Cette courbe

met en évidence les différents régimes de la décharge lorsque la différence de potentiel entre les électrodes augmente.

I.2.2.2.3 Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)

La Figure I.10 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes régissant la décharge couronne [23], [38].

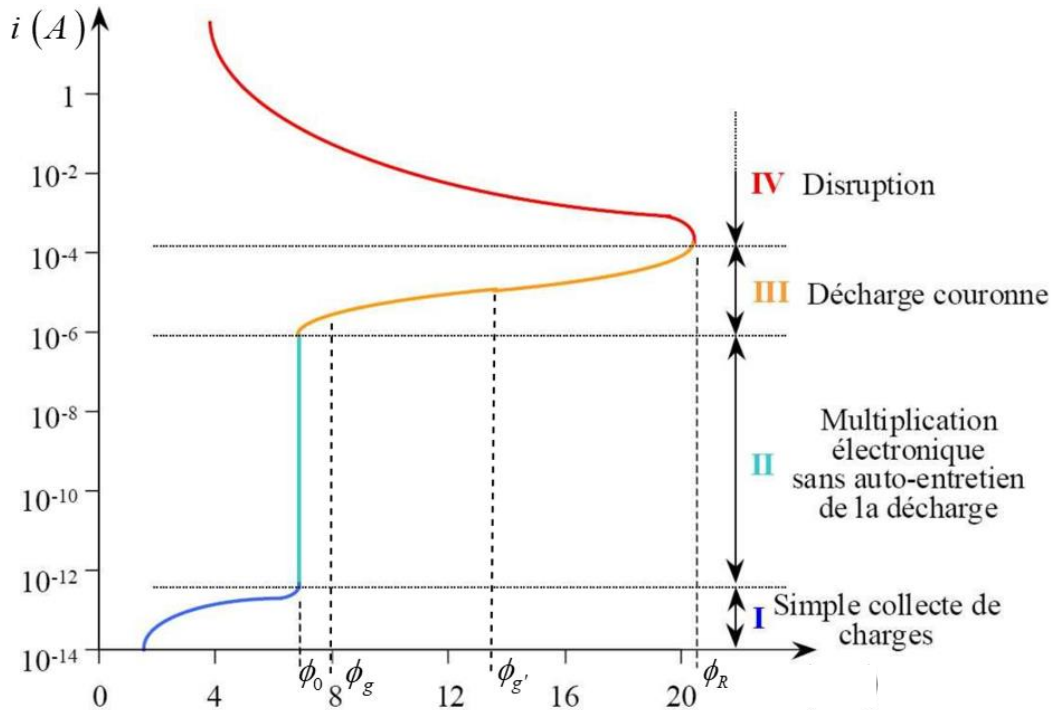


Figure I.10 : Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique (configuration pointe-plan).

+ **Le premier régime** : consiste en la collecte des espèces chargées présentes naturellement dans le milieu. Ces espèces sont produites par l'impact de rayons cosmiques ou de particules issues de la désintégration spontanée de certains atomes radioactifs (radioactivité naturelle) sur le gaz présent dans l'espace inter électrodes.

+ **Le second régime** : qui se produit à partir d'une tension seuil ϕ_0 , traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge et la décharge est qualifiée de non autonome car elle dépend de processus d'ionisation externes pour donner naissance aux électrons germes. Le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.

+ **Le troisième régime** : l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de

phénomènes d'ionisation externes : la décharge est auto-entretenu. C'est le régime de la décharge couronne.

+ **Le quatrième régime** : au-delà d'une certaine tension appliquée ϕ_R , la température du canal augmente fortement, ce qui provoque la dilatation brutale du gaz. Le champ réduit E/N est alors suffisamment important pour que les phénomènes d'ionisation deviennent majoritaires par rapport à ceux de l'attachement électronique. Le régime d'arc étant atteint, le milieu passe à l'état de plasma thermique.

I.3 Le vent électrique

Lorsqu'un gaz ionisé est soumis à un champ électrique, les ions subissent la force de *Coulomb*, migrent en suivant les lignes de champ et heurtent les molécules neutres présentes dans le milieu plasmagène. Ces collisions induisent un mouvement de tout le gaz environnant. Ce phénomène est appelé *vent ionique* ou *vent électrique*, dans la mesure où il est facilement observable dans les décharges couronnes. Le système est alors constitué de deux électrodes fixes entre lesquelles on applique une différence de potentiel.

Sous l'effet de la décharge, des espèces chargées (ions positifs, négatifs et électrons) sont créées dans l'espace inter-électrodes. Ces espèces sont accélérées par la force Coulombienne, due au champ électrique, et entraînées vers la cathode pour les ions positifs, et vers l'anode pour les ions négatifs et les électrons. Ces particules chargées percutent les molécules neutres auxquelles elles transmettent une partie de leur quantité de mouvement. Le transfert étant proportionnel au rapport des masses des particules en collision, le processus est efficace uniquement lors des collisions ion-neutre. L'accélération du gaz dans l'espace inter-électrodes, sous l'effet de la décharge, génère un flux de gaz. Il est en partie responsable de la dispersion et du mélange des espèces actives (radicaux, molécules excitées) du gaz. Dans la configuration pointe-plan, le vent ionique va toujours de la pointe vers le plan quelle que soit la polarité de la pointe. Lorsque la pointe est positive, le vent ionique est produit par les ions positifs créés par ionisation (voir *Figure I.8*). Le vent ionique est généré aussi bien par des décharges couronnes en régime luminescent [45] qu'en régime de breakdown streamer [41], [46]. Dans le premier cas, le vent ionique est généré par la zone de dérive ionique (voir *Figure I.8*) qui est un cône dont le sommet se confond avec la pointe et dont la base est un disque de rayon, à peu près, égal à la distance inter-électrodes [45]. Le régime de décharge est stationnaire et l'intensité du vent ionique est proportionnelle à la tension appliquée. Dans le régime de breakdown streamer, la zone de transfert de quantité de mouvement se limite au filament de la décharge (voir *Figure I.4*). Cependant, les effets combinés de la fréquence de répétition des décharges (de l'ordre de la dizaine

de kH), de la dynamique des décharges (présentant un fort champ électrique et de fortes charges d'espace), ainsi que d'appréciables variations de la température du gaz [47], sont en mesure d'induire un mouvement ordonné du gaz, par transfert de la quantité de mouvement des ions vers les particules neutres.

I.3.1 Historique

L'existence des forces électrostatiques est connue depuis l'antiquité, puisque *Niccolo Cabeo* (contemporain à *Galileo*) est le premier à faire part des phénomènes de répulsions électrostatiques en 1629. Cependant, il faut attendre 1672, où *Otto Von Guericke* a inventé la machine qui génère de hauts potentiels, pour obtenir les premières décharges couronnes. Mais avant cette invention, entre 1740 et 1750, plusieurs chercheurs, tels que *Nollet* et *Franklin*, ont confirmé l'observation de *Hauksbee* en 1709, qui rapporte une sensation de soufflage avec un tube chargé. Ensuite, *Wilson* et *Hamilton* mettent au point le « tourniquet électrique », un mécanisme célèbre qui a permis de mettre en évidence le vent ionique. En 1838, *Faraday* affirme dans son ouvrage consacré aux décharges électriques que le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres particules neutres. Pourtant, il faut attendre la découverte des ions en 1896 pour que *Chattock*, en 1899, donne une explication quantitative réaliste du mécanisme du vent ionique.

I.3.2 Applications

Si la décharge électrique se produit au voisinage d'une surface, le transfert de quantité de mouvement entre particules chargées et particules neutres peut être utilisé comme un actionnaire plasma pour, par exemple, servir de micro-pompe dans le domaine médical ou modifier la couche limite de l'écoulement dans l'aéronautique. Le vent électrique est, aussi, utilisé pour le refroidissement des composantes électroniques, et il constitue la base du contrôle de l'écoulement (voir par exemple [17], [48]). L'idée est d'appliquer cette propriété intéressante de la décharge au niveau de la couche limite d'un écoulement afin d'augmenter (ou de diminuer), localement (proche de la paroi), la vitesse de l'écoulement, selon que le vent ionique est dans le même sens (ou non) que celui de cet écoulement. Si l'effet recherché est d'augmenter la vitesse de l'écoulement, le vent ionique doit être dans le même sens que celui de l'écoulement, et vice-versa. L'intérêt principal du décollement de la couche limite est de réduire la traînée (zone de turbulence) et, ainsi, d'améliorer les propriétés aérodynamiques (cas des véhicules terrestres) et/ou de portance (théoriquement c'est

dans le cas des avions, mais, malheureusement, il n'existe pas de solution technologique réelle en vue) pour, enfin, réduire la consommation de l'énergie.

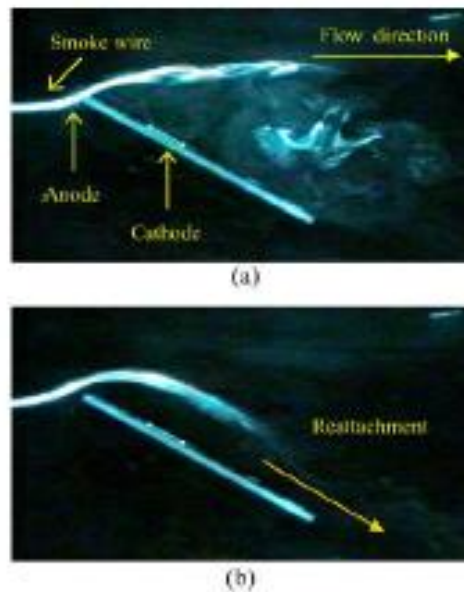


Figure I.11 : Visualisation de l'écoulement d'air (a) : en absence de la décharge, et (b) : en présence de la décharge [17]

Les micro-pompes étudiées depuis les années 1970 [49] sont potentiellement utilisables dans le domaine médical et aussi pour le refroidissement statique des composants en microélectronique [50]–[52] (voir Figure I.12). Cette figure illustre clairement l'effet du vent ionique sur la dissipation de la chaleur : en l'absence du vent ionique, la température est de 95,3 °C ; mais elle commence à diminuer dès l'application de ce vent, et continue ainsi avec le temps jusqu'à la valeur de 56, °C après 20 minutes [52].

A ce jour, la convection forcée est l'une des méthodes les plus performantes. Cependant, elle présente des problèmes de fiabilité, de volume, de bruit et de coût au niveau de la pompe mécanique. Afin d'éliminer ces problèmes, il est possible d'utiliser la force EHD pour la mise en mouvement du fluide. Une variété de micro-pompes a été conçue à partir du mécanisme opérationnel qui consiste à vider ou à conduire le fluide de travail dans le système micro-fluidique. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories : dispositifs mécaniques et dispositifs non-mécaniques. Les micro-pompes mécaniques conduisent le fluide de travail à travers une membrane ou un diaphragme, tandis que les micro-pompes non-mécaniques injectent la quantité de mouvement et l'énergie du fluide dans une région bien localisée en vue de faire l'opération de pompage.

L'avantage de ces non-mécaniques par rapport aux pompes mécaniques est l'absence d'éléments mécaniques mobiles. En effet, les pompes mécaniques incluent les pompes pneumatiques,

thermo-pneumatiques, etc...alors que les pompes non-mécaniques incluent les pompes électrohydrodynamiques, électro-cosmotiques, etc... En outre, la simple conception de ces micro-pompes non-mécaniques, pousse à leur adoption peut réduire le coût lié à leurs fabrication et utilisation, et augmente les possibilités de miniaturisation ; ce qui améliore leur l'intégration dans des systèmes micro-fluidiques.

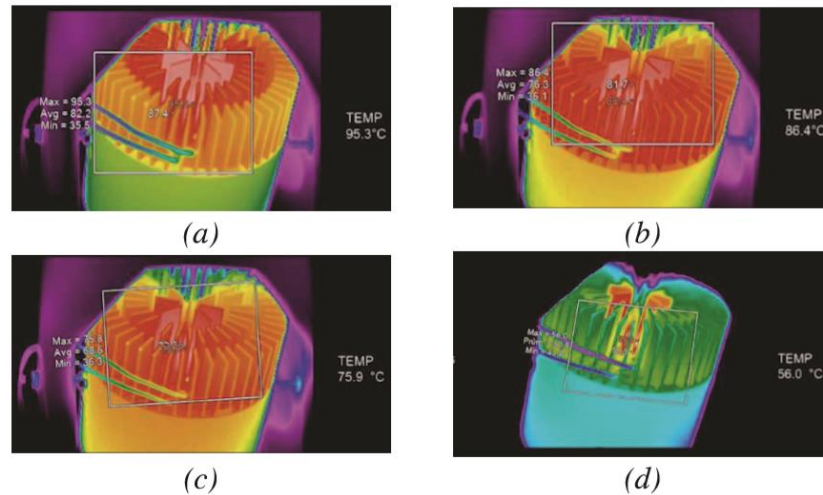


Figure I.12 : Dissipateur thermique ;(a) Sans vent ionique,(b) Avec vent ionique,(c) après 3 minutes, avec vent ionique (d) après 20 minutes, avec vent ionique [52].

I.4 Conclusion

Ce premier chapitre a fait l'objet d'une étude bibliographique portant sur les plasmas en général, afin de bien situer, en particulier, les plasmas non-thermiques, générés par la décharge couronne, qui sont étudiés dans ce travail. Au cours de ce chapitre, nous avons, tout d'abord, évoqué les deux catégories classiques des plasmas selon leur degré de déséquilibre thermique (plasma thermique) et chimique (plasma non-thermique). La deuxième catégorie de plasmas est étudiée dans ce chapitre, et concerne les plasmas froids générés par les décharges électriques couronnes. Nous avons, également, introduit et expliqué le phénomène du vent électrique et cité des applications y afférentes.

II.1 Introduction	32
II.2 Modèle physique	33
II.2.1 Fonction de distribution.....	33
II.2.2 Grandeurs moyennes	34
II.2.3 Equation de Boltzmann et ses moments.....	34
II.3 Modèles non auto-cohérents.....	35
II.4 Modèle électrique auto-cohérent.....	35
II.4.1 Modèle microscopique (particulaires).....	35
II.4.2 Modèle fluide	37
II.4.2.1 Approximation du champ local (ACL).....	38
II.4.2.2 Approximation de l'énergie locale (AEL)	38
II.4.3 Modèle hybride	38
II.4.4 Equations utilisées dans le modèle fluide.....	40
II.4.4.1 Equation de continuité.....	40
II.4.4.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement.....	40
II.4.4.3 Equation d'énergie	41
II.4.5.1 Logiciel Bolsig+.....	41
II.4.5.2 Modèles de dérive diffusion.....	41
II.4.5.3 Equation de Poisson.....	42
II.4.5.4 Modèle physique d'une décharge électrique couronne stationnaire	43
II.4.5.5 Force Electro-Hydrodynamique EHD	44
II.5 Modèles théoriques et empiriques du vent électrique	45
II.6 Conclusion.....	48

CHAPITRE II

Modèle Physique

La première partie de ce chapitre décrit les principes d'un modèle complet d'une décharge électrique et met l'accent sur la description de l'équation de Boltzmann et les équations qui caractérisent l'évolution d'un plasma dans une décharge électrique. La suite de cette première partie décrit les différentes approches existantes pour modéliser une décharge électrique et les différentes approximations qu'elles nécessitent. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous allons faire un rappel sur quelques modèles, parmi les plus importants, de vent ionique.

II.1 Introduction

La gamme d'applications technologiques des décharges couronnes a augmenté avec le temps et, de nos jours, elle est utilisée dans de nombreux domaines, tels que l'électro-photographie, la précipitation électrostatique, les sources d'ionisation, la destruction de composés toxiques, la génération d'ozone,...etc. La prolifération des applications de la décharge couronne est facilitée par ses propriétés uniques. En particulier, et étant donné que la région d'ionisation soit confinée au voisinage de l'électrode couronne, l'application de cette décharge fait en sorte qu'elle contribue à la stabilité de la décharge électrique dans une large gamme de pressions. C'est dans cette région d'ionisation que se produisent les réactions entre les électrons énergiques et le gaz de fond. Dans la région de champ faible, les ions ayant la même polarité que l'électrode couronne dérivent vers l'électrode opposée. L'impact de ces ions avec la surface de cette dernière électrode peut induire d'autres réactions qui modifient les propriétés de la surface en question. Par conséquent, la connaissance des distributions spatiales des électrons et des ions dans la décharge couronne est un facteur clé pour comprendre les mécanismes de cette décharge, et améliorer l'efficacité de ses nombreuses applications pratiques.

Dans ce contexte, la simulation numérique des plasmas est un moyen puissant, d'investigation des phénomènes physiques, qui est parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales, car cette simulation permet d'obtenir des informations détaillées sur des systèmes complexes devant lesquels les méthodes de calcul analytiques sont impuissantes, comme elle permet d'accéder à des grandeurs, souvent, inaccessibles à l'expérience. La simulation numérique repose, en premier lieu, sur la description du couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique. Cette première étape du modèle est nécessaire, sinon suffisante, et constitue le modèle électrique. De ce modèle électrique peuvent être déduits les taux de production des espèces actives, qui constituent les termes sources d'un modèle de la chimie des plasmas qui décrit l'interaction se produisant entre ces espèces, et l'évolution de leurs concentrations. D'autre part, le modèle cinétique doit inclure une représentation des écoulements de gaz. Ainsi, la chimie du plasma et les écoulements de gaz peuvent donc être regroupés dans un modèle cinétique et hydrodynamique [53].

Un modèle complet et idéal de décharge électrique sous haute pression serait donc un modèle multidimensionnel s'appuyant sur les éléments suivants :

- Une description des phénomènes de transport électronique et ionique dans l'espace inter-électrodes avec des termes de création de particules chargées à partir de l'état fondamental des atomes ou des molécules du mélange.
- Le calcul auto-cohérent des champs électriques au sein de la décharge (la détermination du champ électrique par l'équation de Poisson est probablement une bonne approximation dans la plupart des cas).
- La prise en compte des mécanismes, de création et de disparition de particules chargées, autres (ionisation à partir d'états métastables ou autres espèces générées par la décharge, attachement, recombinaison) que ceux mentionnés en haut; ce qui nécessite une description de la cinétique du milieu, couplée aux phénomènes de transport des particules chargées.
- La description de l'évolution de la température et de la pression (et éventuellement de la vitesse d'écoulement) locales du gaz sous l'effet de la dissipation de l'énergie électronique et ionique.

Un tel modèle est impossible à résoudre en pratique. Le travail de modélisation consiste, donc, à rechercher une représentation plus simple et approximative des phénomènes afin de rendre le problème soluble.

II.2 Modèle physique

Dans cette partie, et après avoir décrit l'équation de Boltzmann, nous allons détailler les équations qui caractérisent l'évolution du plasma dans une décharge, puis nous exposons les différentes approximations qui ont été faites.

II.2.1 Fonction de distribution

- **Définition**

Chaque particule du gaz est définie par un vecteur position \vec{r} et par un vecteur de vitesse \vec{v} . A un instant t , le nombre probable de particules se trouvant dans l'élément de volume $d^3 r d^3 v$ est défini par :

$$dN(\vec{r}, \vec{v}, t) = d^3 r d^3 v f(\vec{r}, \vec{v}, t), \quad (\text{II.1})$$

Où $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction de distribution dans l'espace de phases de la densité des particules, et $d^3r d^3v$: est l'élément de volume de l'espace des phases.

II.2.2 Grandeurs moyennes

On déduit la densité des particules (N) en un point du plasma de coordonnées r à un instant donné t par

$$N(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v, \quad (\text{II.2})$$

Le nombre de particules étudiées étant important, nous utiliserons des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution.

On peut définir, pour toute grandeur x , sa valeur moyenne par :

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N(\vec{r}, t)} \int x f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v, \quad (\text{II.3})$$

II.2.3 Equation de Boltzmann et ses moments

On introduit la notion de fonction de distribution (f) pour chaque espèce, celle-ci étant obtenue en résolvant l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \gamma \frac{\partial f}{\partial v} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (\text{II.4})$$

C'est l'équation d'évolution de la fonction de distribution des ions ou des électrons. Les différents termes peuvent être explicités de la façon suivante

$\frac{\partial f}{\partial t}$: représente la variation temporelle de f au point (r, v) .

$v \frac{\partial f}{\partial r}$: représente la variation de f , suite de la diffusion des ions ou des électrons.

$\gamma \frac{\partial f}{\partial v}$: représente la variation de f sous l'action des forces extérieures avec γ l'accélération de ces

forces extérieures dues à l'effet du champ électrique dans notre cas.

$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$: représente la variation de f suite aux collisions.

A partir de cette fonction de distribution, on peut avoir accès à toutes les grandeurs macroscopiques comme la densité, la vitesse moyenne, l'énergie moyenne...etc.

La résolution numérique directe de l'équation de Boltzmann est impossible actuellement pour des problèmes dominés, essentiellement, par les échanges collisionnels. L'ordre de grandeur des fréquences de collisions électron-neutre est de $10^{12} s^{-1}$, celui des collisions neutre-neutre est de $10^{10} s^{-1}$. La modélisation s'oriente tout naturellement vers une description macroscopique du transport des particules qui consiste à écrire une équation de Boltzmann pour chacune des espèces considérées et à prendre les différents moments de cette équation pour obtenir des systèmes d'équations hydrodynamiques couplées. Les décharges dans un mélange gazeux composé majoritairement d'azote et d'oxygène tel que l'air donnent lieu à une cinétique chimique particulièrement riche et complexe. Certains modèles décrivent jusqu'à 140 espèces et plus de 450 réactions chimiques (voir par exemple [54]). Compte tenu des moyens informatiques limités à disposition et de l'objectif d'identifier les phénomènes prédominants, une telle modélisation est à proscrire. Une modélisation a minima des plasmas d'air doit tout de même rendre compte des processus d'ionisation à l'origine de la création du plasma mais aussi de l'affinité électronique de l'oxygène qui permet la création d'ions négatifs par attachement.

II.3 Modèles non auto-cohérents

Les modèles non auto-cohérents, dans lesquels on estime indépendamment (modèle ou mesure expérimentales) les variations spatio-temporelles du champ électrique, sont bien entendu beaucoup moins rigoureux, mais sont plus simples et donc plus rapides.

II.4 Modèle électrique auto-cohérent

Le modèle électrique auto-cohérent d'une décharge et du plasma associé, est destiné à décrire le couplage entre phénomènes de transport des particules chargées et champ électrique ; l'interaction entre particules chargées et électrons ainsi créés doit, également, être considérée. Dans un plasma, les phénomènes de transport des particules chargées sont parfaitement décrits par l'équation de Boltzmann. Dans une décharge, les équations de transport des particules chargées doivent être couplées à l'équation de Poisson déterminant le champ électrique, dans le modèle auto-cohérent.

La résolution numérique de l'équation de Boltzmann est délicate, et son couplage à l'équation de Poisson rendant le problème encore plus difficile. C'est pourquoi il existe une hiérarchie de modèles physiques correspondant à différents degrés d'approximation des phénomènes. Suivant les conditions et le niveau de détail ou de précision requis, l'un de ces modèles, par rapport aux autres, sera mieux adapté au problème. D'après la littérature, l'ensemble de ces modèles sont divisés en trois catégories décrites ci-dessous :

- Modèle microscopique (Particulaire)
- Modèle macroscopique (Fluide)
- Modèle hybride

II.4.1 Modèle microscopique (particulaire)

Les modèles particuliers sont basés sur une description individuelle des particules chargées du plasma, qui sont soumises aux forces extérieures (électriques, magnétiques,...) et aux collisions.

Nous nous limitons à la présentation des modèles particuliers utilisant la méthode Monté Carlo. Pour les plasmas faiblement ionisés, la méthode Monté Carlo consiste à simuler les trajectoires d'un grand nombre d'électrons soumis au champ électrique.

Dans la méthode PIC-MC (particule-in-cell Monté Carlo) les positions des particules sont déterminées, pendant un intervalle de temps Δt , en intégrant les équations du mouvement libre. Les instants de collision, la nature des collisions, la déviation angulaire etc,... sont traités comme des événements aléatoires dont les densités de probabilité sont connues et liées aux sections efficaces des collisions. Le champ électrique est recalculé à chaque intervalle de temps Δt . A l'état stationnaire, on obtient ainsi la distribution des électrons dans l'espace des phases (r, v, t) , ce qui permet de déduire toutes les grandeurs caractéristiques du plasma.

Les méthodes particulières furent initialement destinées à simuler le comportement des plasmas de fusion, et ce n'est que vers des années 70 que ces techniques, liées à un traitement aléatoire, ont été utilisées pour décrire les processus de collisions élastiques dans les diodes basse pression [55]. Les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux méthodes Monté Carlo [56]. L'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèle fluide) peut aussi être analysée grâce à ces techniques [57]. Des processus, tels que le gain d'énergie des électrons à travers leurs interactions avec les gaines, ne peuvent être traités simplement avec des modèles fluides [58]. Les approches particulières semblent constituer, dans ce cas, un moyen incontournable de description des phénomènes, alors, mis en jeu [57], [59], particulièrement, à basse pression et en régime non

collisionnel. Les techniques Monté Carlo représentent aussi un moyen très efficace pour traiter le comportement des espèces chargées dans le plasma lors d'un fort champ électrique [59]–[61]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de la décharge.

II.4.2 Modèle fluide

Dans un modèle fluide, les grandeurs microscopiques (vitesse des particules, section efficace, fonction de distribution) peuvent être remplacées par des grandeurs physiques moyennes (densité, vitesse moyenne, énergie moyenne) dans le concept de la description du transport des particules.

En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un plasma faiblement ionisé doit être caractérisée en toute rigueur en utilisant l'équation de Boltzmann ou le modèle particulaire.

Mais en pratique, on peut aussi caractériser le plasma de décharge directement à partir des grandeurs physique moyennes. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par les moments de l'équation de Boltzmann [26]. Ces moments correspondent à une série, en théorie, illimitée d'équations hydrodynamiques. La base des modèles fluides nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues. La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère l'équation de conservation de la densité des particules et de la quantité du mouvement, tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie.

Comme le système d'équations ainsi obtenu est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture du système, ce qui exige des hypothèses supplémentaires. A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. On utilise donc des données de base pré-tabulées en fonction du champ électrique réduit E/N . A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées [62] :

- Approximation du champ local (ACL)
- Approximation de l'énergie locale (AEL)

II.4.2.1 Approximation du champ local (ACL)

Dans l'approximation du champ local (ACL), on suppose que les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont, à la fois, fonctions du champ réduit: $E(r, t) / P$, où $E(r, t)$ est le champ électrique au point r et à l'instant t et P est la pression du gaz. Autrement dit que la fonction de distribution des électrons (FDE) au point (r, t) est considérée la même que pour un champ réduit uniforme. Cette hypothèse de l'équilibre au champ local signifie que l'énergie gagnée par les électrons en présence du champ électrique au point (r, t) est localement compensée par la perte d'énergie due aux collisions [63].

II.4.2.2 Approximation de l'énergie locale (AEL)

Dans l'approximation de l'énergie locale (AEL), les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont fonction de l'énergie moyenne des électrons calculée par l'équation de la continuité de l'énergie dans le modèle fluide. Cependant, le modèle fluide ne permet pas de calculer les fonctions de distribution de différentes espèces chargées. Ce manque d'informations peut être compensé par le code hybride (particulaire-fluide). Les résultats du modèle fluide sont confrontés avec les données expérimentales et avec ceux du modèle particulaire correspondant.

II.4.3 Modèle hybride

Implicitement, le terme hybride désigne une catégorie de modèles combinant les deux techniques de description des décharges citées précédemment, fluides et particulaires.

Le terme modèle hybride est utilisé pour désigner une simulation en considérant deux groupes d'électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants [64]. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergiques accélérés en présence du champ électrique.

Le problème principal, associé au modèle basé sur les moments de l'équation de Boltzmann, est de trouver une description réaliste du terme source d'ionisation due aux électrons énergiques. Cet obstacle est surmonté en utilisant le modèle hybride. Dans ce type de modèle, on traite les propriétés des électrons rapides de façon microscopique, tandis que les électrons froids du plasma sont décrits par les équations fluides sous l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale afin d'optimiser le temps de calcul [65]. Le terme source d'ionisation et le terme source d'excitation par impact électronique n'apparaîtront pas dans les équations hydrodynamiques de ce modèle, car les électrons responsables de ces deux phénomènes sont les électrons les plus énergiques.

Alors, il ne reste comme terme source dans les équations de transport, que les termes des réactions de faible énergie (recombinaison, attachement, etc).

Le modèle hybride permet aussi une description des régions anisotropes (gaines) avec un temps de calcul raisonnable, comme il permet de décrire les interactions particules-surfaces [66], ce qui représente un ajustement entre la description physique complète, le temps raisonnable de calcul et la précision désirée.

Cette approche est utilisée pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses par Fiala et al. [67] ainsi que par Pitchford et al. [68]. Bogaerts et al. [69] séparent aussi la description des deux groupes d'électrons d'une décharge en continu (espace sombre de Faraday et leur négative) en utilisant un modèle hybride, dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monté Carlo, alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrit par un modèle fluide (voir *Figure II.1*).

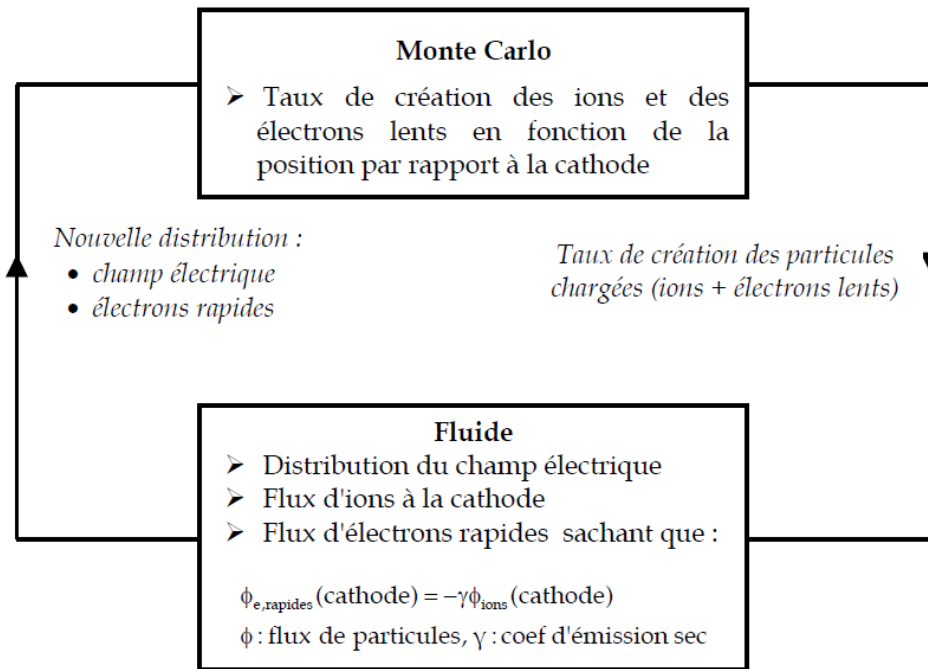


Figure II.1 : Schématisation du couplage entre le modèle fluide et le modèle Monté Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al. [69].

Le modèle Monté Carlo est basé sur le principe décrit précédemment et concerne les électrons énergiques, tandis que les électrons dont l'énergie est inférieure au seuil d'excitation sont considérés comme lents et sont alors injectés dans la partie fluide du modèle hybride. Le modèle fluide est entièrement implicite et ne contient pas d'équations d'énergie puisque les électrons énergiques sont traités par le modèle Monté Carlo, qui est particulière. Le couplage entre les parties, fluide et Monté Carlo du modèle hybride est illustré dans la *Figure II.1*. Le modèle Monté Carlo fournit les taux de création des espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le modèle fluide.

Grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode, et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le modèle Monté Carlo, et ainsi de suite.

II.4.4 Equations utilisées dans le modèle fluide

Pour définir l'état du système, on passe aux valeurs moyennes qui sont des paramètres macroscopiques définis en chaque point, et reliés par des équations dites "les moments de l'équation de Boltzmann".

On obtient les moments de l'équation de Boltzmann, en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction $x(v)$ et en tenant compte de l'indépendance des grandeurs considérées par rapport à l'espace et au temps :

$$\frac{\partial}{\partial t}(N \langle x(v) \rangle) + \frac{\partial}{\partial r}(N \langle x(v)v \rangle) - \gamma N \langle \frac{\partial}{\partial v} x(v) \rangle = \int (\frac{\partial f}{\partial t})_{coll} x(v) d^3v \quad (II.5)$$

II.4.4.1 Equation de continuité

Cette équation, permettant d'obtenir un modèle d'ordre zéro, est donc obtenue En remplaçant $x(v)$ par N dans l'équation (II.5). On trouve donc :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N \langle v \rangle}{\partial r} = (\frac{\partial N}{\partial t})_{coll}, \quad (II.6)$$

Où $N = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv$ est la densité de particule, $N \langle v \rangle = N \int v f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v$ est le flux de particules, $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des particules et $(\frac{\partial N}{\partial t})_{coll}$ est le terme source lié aux processus de création et de disparition des particules considérées.

II.4.4.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement

Cette équation est obtenue en remplaçant $x(v)$ par mv dans l'équation (II.5):

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \frac{\partial}{\partial r} \langle \mathbf{v} \rangle + \frac{1}{N} \frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} - \gamma = \left(\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v} \rangle \right)_{coll}, \quad (II.7)$$

Où P est le tenseur de pression cinétique qui est défini comme suit :

$$P = m \int (\mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle) \otimes (\mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle) f d^3v, \quad (\text{II.8})$$

Le tenseur de pression cinétique représente la mesure des écarts désordonnés des vitesses des particules autour de leur vitesse moyenne.

II.4.4.3 Equation d'énergie

En remplaçant $x(v)$ dans l'équation (II.5) par $\frac{1}{2}mv^2$, on obtient l'équation d'énergie scalaire qui est le troisième moment de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial Nm \langle v^2 \rangle}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} Nm \langle (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) v \rangle \right] - N \langle \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} \rangle = \int_v \frac{1}{2} m v^2 \left\{ \frac{\delta f}{\delta t} \right\}_{coll} d^3v, \quad (\text{II.9})$$

Ces trois moments de l'équation de Boltzmann forment un système qui n'est pas fermé et ne peut donc pas décrire seul le comportement des particules chargées dans une décharge électrique.

Dans le présent travail le système est fermé en le couplant avec l'équation de Poisson, c'est à dire l'approximation du champ local est adoptée.

II.4.5.1 Logiciel Bolsig+

Les valeurs numériques des coefficients de transport et les taux de réactions nécessaires pour la description fluide des décharges électriques, peuvent être calculés à l'aide du logiciel Bolsig+ [70]. Le Bolsig+ est un logiciel facile à utiliser pour la résolution numérique de l'équation de Boltzmann pour les électrons dans un gaz faiblement ionisé et pour un champ uniforme. Dans le fichier siglo.sec fourni avec Bolsig+, on trouve toutes les données électroniques nécessaires concernant les collisions via les variations de sections efficaces pour les processus considérés en fonction de l'énergie de l'électron incident (collisions élastiques, excitation des niveaux optiques, dissociation, éventuellement, ionisation et attachement, sans oublier les rotations et vibrations dans le cas des molécules).

II.4.5.2 Modèles de dérive diffusion

Dans le cadre de l'approximation du champ local l'équation de quantité de mouvement (II.7) se simplifie en supposant que la température est constante et le terme de collision est prépondérant [71]. En conséquence, l'équation de continuité donnant le flux des particules chargées s'écrit :

$$\mathbf{J}_i = N \langle v \rangle = -(\mu_i N_i E + D_i \nabla N_i), \quad (\text{II.10})$$

Le premier terme du second membre de l'équation (II.10) donne le flux dû au champ électrique, et est appelé 'terme de dérive' et le second terme représente le flux dû à la concentration des gradients, et est appelé 'terme de diffusion'. Le flux des particules chargées (\mathbf{J}_i) dépend de la mobilité (μ_i) qui est, à priori, fonction du seul champ électrique (E) ; et dépend aussi du coefficient de diffusion (D_i) de l'espèce i . Cette dépendance est une conséquence de l'approximation du champ local qui suppose l'équilibre de l'énergie des électrons avec le champ électrique (se reporter au paragraphe suivant pour plus de détails). En remplaçant l'équation (II.10) dans l'équation de continuité (II.6), on obtient :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{e_i}{e_0} N_i \mu_i \mathbf{E} + D_i \nabla N_i + \mathbf{V} N_i \right) = S_i \quad i = 1, \dots, l \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + \nabla \cdot (D_j \nabla N_j^n + \mathbf{V} N_j^n) = S_j \quad j = 1, \dots, m \quad (\text{II.12})$$

Où l et m sont respectivement le nombre des espèces chargées i et le nombre des espèces neutres j , e_0 est la valeur absolue de la charge électrique, e_i et μ_i sont, respectivement, la charge et la mobilité de l'espèce chargée i , et D_j est le coefficient de diffusion de l'espèce neutre j . Les densités d'espèces sont notées N_i pour les espèces chargées i , et N_j^n pour les espèces neutres j . La vitesse d'écoulement du gaz est représentée par \mathbf{V} . Le terme source est noté S . Il est calculé comme étant le produit des taux de réactions par les densités des espèces réactants. Le taux de réaction peut dépendre du module du champ électrique et de la température du gaz.

II.4.5.3 Equation de Poisson

Dans les décharges transitoires, les charges d'espace dues à la présence d'ions et d'électrons sont suffisantes pour distordre le champ électrique. Ces modifications dans le champ électrique font évoluer les densités d'espèces chargées à travers les coefficients de transport et de réactions. En conséquence, pour décrire correctement la décharge, il est donc nécessaire de coupler les équations de continuité des espèces chargées avec celles dues à de l'équation de Poisson, car cette dernière équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta\phi = \frac{\sum_i e_i N_i}{\varepsilon_0}, \quad (\text{II.13})$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad (\text{II.14})$$

Où ϕ est le potentiel électrique, \mathbf{E} le champ électrique et ε_0 la permittivité diélectrique de l'air

II.4.5.4 Modèle physique d'une décharge électrique couronne stationnaire

Le modèle développé pour ce travail pour une décharge couronne stationnaire est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité et l'équation de transport de la quantité de mouvement), liée à la résolution de l'équation de Poisson (II.13), en apportant des simplifications supplémentaires. Dans le cas de la décharge couronne stationnaire on suppose que :

- dans le régime stationnaire, le terme $\partial N_i / \partial t$, se trouvant dans les équations de continuité, est négligeable.
- lorsque le champ électrique est élevé, on peut négliger la diffusion par rapport à la dérive des particules chargées ($D_i \nabla N_i = 0$) [72], [73].
- la diffusion thermique et la recombinaison des ions sont négligeables.
- la mobilité des ions est constante [74]–[77].

Donc le système d'équations final devient comme suit :

$$\nabla \left(\frac{e_i}{e_0} N_i \mu_i \mathbf{E} + V N_i \right) = S_i \quad i = 1, \dots, l, \quad (\text{II.15})$$

$$\nabla (D_j \nabla N_j^n + V N_j^n) = S_j \quad j = 1, \dots, m \quad (\text{II.16})$$

Le chapitre III traitera, plus en profondeur, cette problématique de la résolution de ces équations, qui est encore plus délicate lorsque l'on s'intéresse à la force électro-hydrodynamique (EHD).

II.4.5.5 Force Electro-Hydrodynamique (EHD)

La force Electro-Hydrodynamique (EHD) qu'exerce, sur le fluide, une décharge ou un plasma, est une force de collision entre les particules chargées et les molécules neutres. De façon générale, les ions, mais aussi les électrons, participent à cette force. Boeuf et al. [78], [79] expriment la force électrique qui s'exerce sur un élément fluide. Cette force volumique est égale au transfert de la quantité de mouvement par unité de volume et de temps des particules chargées vers les particules neutres. Pour simplifier, en négligeant la vitesse des neutres par rapport à celle des espèces chargées, les forces EHD dues aux ions positifs (p), négatifs (n) et aux électrons (e) s'écrivent :

$$F = N_i m_i \nu_i \mathcal{U}_i, \quad (\text{II.17})$$

Avec N_i la densité de l'espèce i ($i = e, p$ et n), m_i la masse de l'espèce i , ν_i la fréquence d'échange de quantité de mouvement par collision avec les neutres et \mathcal{U}_i la vitesse macroscopique de l'espèce i . En utilisant la définition de la mobilité électrique des particules chargées, $\mu_i = e_0/m_i \nu_i$ où e_0 est la charge élémentaire ($e_0 = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$),

D'habitude dans les décharges électriques couronnées, seuls trois types de particules chargées sont considérées (électrons, ions positifs et ions négatifs) [80], [81]. Donc l'équation (II.17) devient :

$$F = \frac{e_0 N_p \mathcal{U}_p}{\mu_p} + \frac{e_0 N_n \mathcal{U}_n}{\mu_n} + \frac{e_0 N_e \mathcal{U}_e}{\mu_e}, \quad (\text{II.18})$$

Une autre formulation est possible si l'on introduit la densité de courant : $j_i = e_0 N_i \mathcal{U}_i$. Dans cette dernière formulation, la relation (II.18) devient :

$$F = \frac{j_p}{\mu_p} + \frac{j_e}{\mu_e} + \frac{j_n}{\mu_n}, \quad (\text{II.19})$$

En utilisant la forme dérive-diffusion de l'impulsion, la densité de courant vaut :

$$j_i = e_0 N_i \mu_i E - \mu_i k_B T_i \nabla N_i, \quad (\text{II.20})$$

D'où l'expression finale de la force EHD :

$$F = e_0(N_p - N_e - N_n)E - k_B T_p \nabla N_p - k_B T_e \nabla N_e - k_B T_n \nabla N_n, \quad (\text{II.21})$$

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 S.C. Matéo-Vélez [73]. 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 quelques 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 : $-(k_B T_p \nabla N_p + k_B T_e \nabla N_e + k_B T_n \nabla N_n) \approx 0$ [72]. Par conséquent, l'équation (II.22) devient :

$$F = e_0(N_p - N_e - N_n)E, \quad (\text{II.23})$$

Cette expression de la force EHD qui est utilisée comme 'terme source' dans les équations de Navier-Stokes pour calculer la distribution spatiale de la vitesse \mathbf{V} de gaz (c'est-à-dire la vitesse du vent électrique).

II.5 Modèles théoriques et empiriques du vent électrique

Dans le cadre de l'élaboration des modèles analytiques du vent électrique créé par les décharges électriques couronnées, une proposition pionnière a été avancée par Stuezter, en 1959 [82], en exprimant, pour les configurations géométriques (plan-plan, pointe-plan, fil-cylindre, pointe-sphère), des modèles analytiques qui explicitent la relation entre la pression et la force volumique électrostatique du vent électrique d'une part, et entre le courant et la tension électrique, d'autre part. Et ce, à partir de l'équation de Poisson et de la force de Coulomb (produit de la densité volumique de charge par le champ électrique) ainsi que le gradient de la pression.

Mais la vitesse du vent électrique n'a été prédite, en considérant l'équilibre des forces, qu'en 1961 dans le premier modèle empirique proposé par Robinson [83] qui, tout en exprimant le gradient indiqué de la pression qui s'exerce sur le fluide par l'expression :

$$\nabla P = N_i E, \quad (\text{II.24})$$

Où P : la pression, N_i la densité de charges ;

Il relie la vitesse du vent électrique V à l'intensité de courant de la décharge i par la relation :

$$V = k \sqrt{\frac{i}{\rho \mu_i}}, \quad (\text{II.25})$$

Où k un coefficient de perte dépendant principalement de la géométrie des électrodes, ρ la masse volumique de l'air. On remarque que la vitesse du vent électrique varie comme la racine carrée du courant i et de l'inverse de cette racine de la mobilité des ions μ_i .

Il faut savoir que cette vitesse du vent électrique V est différente de la vitesse de l'ion V_i qui peut atteindre quelques milliers de (m/s) dans la zone d'ionisation, et quelques dizaines de (m/s) dans la zone de dérive [17], et qui est donnée par l'expression :

$$V_i = \mu_i E, \quad (\text{II.26})$$

Goldman et al. (1985) [42], en travaillant sur la décharge couronne, ont proposé une autre expression, plus précise que celle de Robinson [83], sur la vitesse du vent électrique:

$$V = \sqrt{\frac{2dj}{M_g N_g \mu_i}}, \quad (\text{II.27})$$

Où d est la distance inter-électrodes, J la densité du courant de la décharge, M_g la masse molaire du gaz et N_g la concentration volumique du gaz. Ces relations confirment que la vitesse du vent électrique induit est proportionnelle à la racine carrée du courant de la décharge. Ce genre de dépendance a été vérifié expérimentalement par Robinson (1961), Yabe et al. (1978) et Ballereau (1980).

De 1970 à 2000, le groupe de Goldman (Supélec, Paris, France) a travaillé, notamment, sur les décharges couronnes et le vent électrique. En effet, l'expression de la vitesse du vent électrique donnée par Robinson [83]) a été complétée, en 1993, par Sigmond et Lagstadt [84] et a pris la forme:

$$V = \sqrt{\frac{id}{\rho \mu_i A_G}}, \quad (\text{II.28})$$

Avec A_G la section efficace transversale de la décharge.

Béquin et al. [85] et Lacoste et al. [40] utilisent la même démarche que Robinson [83], 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. Ils déterminent l'évolution spatiale du courant ionique pour des décharges couronnes pointe-plan, positives et négatives [85], et rejoignent les mesures expérimentales. Pour cela Béquin et al. [85] se basent sur une formule empirique de la répartition du courant dans le cas d'une configuration pointe-plan et obtiennent que la vitesse varie comme la racine carrée de la distance (x) de la pointe (voir équation (II.29)). Lacoste et al. [40] utilisent le modèle fil-cylindre de décharge de Stuezter [82] 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 [83]:

$$V \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i}(x - x_0)} \quad (\text{Béquin et al 2003}); V \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i} \log\left(\frac{x}{x_0}\right)} \quad (\text{Lacoste et al 2004}), \quad (\text{II.29})$$

Où x_0 est la limite de la zone d'ionisation.

En 1995, El-Khabiry et Colvert [86] ont effectué des simulations sur l'effet de la force qui crée le vent électrique 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 du champ électrique et de la densité de charge, nécessaires pour le calcul de la force « volumique » de Coulomb (qui est le produit : champ électrique x densité de charge). La cinétique chimique de l'ionisation de l'air n'est pas modélisée. Cependant, la mobilité est considérée la même pour tous les ions, positifs et négatifs, et on ne peut pas connaître le type d'ions prépondérants lors du transfert de la quantité de mouvement vers les particules neutres du gaz.

Pour simuler les vortex (ou tourbillons) se trouvant dans le vent électrique à proximité de la pointe dans une configuration géométrique 'pointe-plan' (où pointe-plaque), Sigmund et Goldman [87] ont utilisé le programme FLUENT, en se basant sur les calculs, numériques d'une décharge électrique couronne, effectués par Sigmund [88], et sur une approximation pour calculer les courants ioniques. Dans cette configuration, le courant négatif est pris nul à proximité de la pointe (jusqu'à une distance de 1 mm), puis ce courant croît, linéairement, jusqu'à arriver à une distance de 9 mm de la plaque, à partir de laquelle il devient constant. A l'inverse, le courant positif, qui a une valeur nulle au point d'apparition du courant négatif, commence à croître en se dirigeant vers la pointe.

Pour calculer les écoulements ionisés instationnaires, Loiseau et al. [41], au début des années 2000, ont aussi utilisé FLUENT, et se sont basés sur les résultats des travaux de Gangé et al. [89] qui ont été effectués pour étudier la propagation monodimensionnelle du front d'ionisation d'une

décharge électrique couronne, dans le but d'obtenir une estimation portant sur le champ électrique et les densités de charge.

Par simulation numérique à deux dimensions (2D) instantanées, d'un modèle cinétique chimique à un ion positif dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) dans l'azote, Bœuf et al. [78], [79] ont modélisé la continuité des espèces chargées (électrons et ions) et l'équation de Poisson. Dans la même époque, Matéo-Vélez et al. [73], [90]–[92] ont proposé un modèle similaire à 2D de la décharge couronne dans l'air à la surface d'un diélectrique, et couplé à l'écoulement.

Pour Bœuf et al. [93], [94], leur modèle présente le caractère transitoire de la décharge DBD par la propagation successive de filaments de densité de charges. Dans ce modèle, la force volumique s'appliquant aux neutres est calculée et, tout comme le courant, elle présente des pics d'intensité correspondant à ces filaments. 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.

Tandis que dans le modèle de Matéo-Vélez et al. [73], [90], [91], qui a été simulé à partir du cas expérimental de Moreau et al. [95], la cinétique chimique comporte six espèces. Tout comme les résultats de l'expérience, la décharge calculée comporte des pics de courant qui sont liés, certainement, à l'interaction avec le diélectrique. La simulation donne une bonne description de l'actionneur plasma, car la zone d'action du plasma se rapporte bien à celles décrites par l'expérience. Néanmoins, et comparativement aux résultats expérimentaux de Séraudie et al. [96], la vitesse du vent électrique est sous-estimée d'un facteur de deux (2).

II.6 Conclusion

Nous avons présenté une description des différents modèles possibles de décharge électrique sur lesquels la modélisation est basée. Ensuite, nous avons introduit le modèle fluide qui s'appuie sur les équations de conservation hydrodynamiques pour décrire la décharge électrique couronne. Ces équations obtenues à partir des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sont couplées avec l'équation de Poisson et forment un système d'équations non linéaire difficile à résoudre. Ce qui nous a poussés à introduire des approximations, pour résoudre le système d'équations non linéaires : l'équation de Poisson, les équations de continuité des particules chargées et les équations de continuité des particules neutres. Nous avons terminé le chapitre par un rappel sur quelques modèles du vent électrique, ainsi que certaines formules empiriques citées dans la littérature pour estimer la vitesse du vent électrique, où, dans tous les cas, est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du courant électrique.

III.1 Introduction	49
III.2 Modèle mathématique de la décharge couronne	52
III.2.1 Champ électrique	59
III.2.2 Flux d'électrons	61
III.2.3 Flux d'ions positifs	61
III.2.4 Flux d'ions négatifs	62
III.2.5 Flux d'électrons sur le fil	63
III.3 La force électrohydrodynamique (EHD)	64
III.3.1 Modèle hydrodynamique du gaz	65
III.3.2 Les conditions aux limites	67
III.4 Modèle chimique des particules neutres	68
III.4.1 Les conditions aux limites	69
III.5 Conclusion	70

CHAPITRE III

Modèle Mathématique

La première partie de ce chapitre décrit le modèle mathématique de la décharge électrique couronne dans le régime stationnaire pour une configuration d'électrodes fil-plan, ainsi que notre approche analytique de résolution des équations de ce modèle, et ceci afin d'obtenir les distributions spatiales des densités de particules chargées et du champ électrique. Ces dernières grandeurs physiques sont utilisées par la suite pour calculer la force EHD, qui est un paramètre essentiel d'entrée dans les équations de Navier-Stokes dont la résolution donne, notamment, la distribution spatiale de la vitesse du gaz (vent ionique).

La deuxième partie de ce chapitre présente les équations de Navier-Stokes pour déterminer le profil de l'écoulement, et les équations de continuité afin de déterminer les distributions spatiales des espèces neutres produites par la décharge électrique couronne.

III.1 Introduction

Durant les dernières décennies, plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont été menés pour améliorer la compréhension du vent ionique produit par les décharges couronnes. Tout au début, le modèle pionnier de Robinson [97] liait la vitesse du vent ionique à l'intensité de courant électrique ; ce qui a été confirmé dans les expériences du même auteur. Par la suite, Béquin et al. [1] ont étudié la distribution de l'écoulement de la vitesse dans la décharge couronne négative d'une configuration géométrique point-plan, dans l'air. Ils ont développé un modèle unidimensionnel de la vitesse des particules neutres le long de l'axe de la décharge couronne, et ils ont mesuré la vitesse du vent électrique en utilisant l'anémométrie LASER-Doppler (LDA). Pour le cas de la décharge couronne à courant continu (DC) positive, Lacoste et al. [40] ont estimé la vitesse du vent électrique à l'aide d'un modèle simplifié, et ils ont comparé les prédictions du modèle avec les mesures obtenues en utilisant LDA. La valeur de la vitesse mesurée était raisonnable par rapport à celle du modèle, mais le rayon de la région du plasma de la décharge couronne était un paramètre ajustable dans leur modèle.

Plus récemment, dans une grande variété, des techniques numériques et des approches de modélisation ont été appliquées pour étudier et caractériser la génération du vent électrique dans les décharges couronnes électriques. Par exemple, Zhao et Adamiak [98], [99] ont utilisé un algorithme numérique hybride pour résoudre les équations de Gauss et de transport de charge. Une fois la force EHD déterminée, les équations de Navier-Stokes ont été intégrées en utilisant la méthode des volumes finis, afin de déterminer l'écoulement du gaz. Ces auteurs ont suivi une procédure itérative pour assurer la cohérence entre la simulation de la décharge couronne et les programmes d'écoulement de fluide. De leur part, Ahmedou et Havet [100] ont simulé le flux d'air dans une conduite plate, dans laquelle la décharge couronne est générée par une ou plusieurs électrodes à fil(s) fin(s). Le problème électrique (les équations de la conservation de Gauss et de la charge) a été couplé au problème de la dynamique des fluides (les équations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) la solution a été effectuée dans la région de dérive en utilisant la méthode des éléments finis. Puisque la couche d'ionisation au voisinage du fil n'a pas été modélisée, ces auteurs ont formulé une condition aux limites appropriée pour déterminer la densité de charge dans l'espace sur le fil. Afin de réduire les coûts de calcul, Seimandi et al. [101] ont proposé un modèle asymptotique pour les décharges couronnes fil-à-fil, dans lequel l'espace inter-électrodes est divisé en trois régions : deux régions d'ionisation, chacune d'une épaisseur minime, se situant autour des électrodes, et une région de dérive ionique d'une plus large épaisseur. Un modèle cinétique simplifié a été considéré pour chaque région, ce qui a permis l'établissement de solutions quasi analytiques pour le champ électrique et les flux de

particules, et aussi l'estimation de la vitesse du vent électrique à partir des équations d'Euler. Une autre étude numérique a été effectuée par Cagnoni et al. [102] dans le but de modéliser le refroidissement EHD d'un radiateur à condensation. Très récemment, Chen et al. [103] ont étudié numériquement et expérimentalement la génération du vent ionique dans une décharge couronne négative pointe-cylindre fonctionnant sous le régime de Trichel. Ils ont observé que la vitesse d'écoulement et la force EHD ont des directions opposées dans la région d'ionisation, près de la pointe, et dans une autre région plus loin de la pointe.

Les études de simulation numérique ont fourni des informations précieuses sur les processus complexes qui se produisent dans un réacteur à décharge couronne. Dans une grande variété, des techniques numériques ont été appliquées dans ces recherches : telles que les différences finies et les éléments finis, les éléments aux limites, la méthode des caractéristiques, la technique de 'particule-dans-cellule' et la méthode de collision de Monté Carlo, ainsi que les méthodes hybrides [104]–[108].

En revanche, les modèles analytiques ou semi-analytiques approximatifs de la décharge couronne sont certainement plus rares. La plupart de ces études ont porté sur la description du flux d'ions dans la région de la dérive unipolaire [109], [110], bien qu'il soit également souhaitable d'avoir des estimations analytiques approximatives des densités d'électrons et d'ions [111]. Habituellement, les simulations numériques fournissent des solutions très précises, mais le temps des calculs est très long. Ils commencent normalement à partir d'une estimation initiale de la densité de charge d'espace sur la surface de l'électrode couronne, tandis que le champ électrique et la densité de charge dans tout l'espace sont résolus itérativement jusqu'à atteindre la convergence désirée. Cependant, la densité de charge sur l'électrode couronne doit également être itérée, de sorte qu'un critère autonome pour la décharge couronne soit appliqué et vérifié.

Dans le présent travail, la génération de vent EHD sera modélisée pour une géométrie d'électrodes parallèles (fil-plan), pour les deux polarités positive et négative. Les décharges couronnes sont des phénomènes qui dépendent du temps, et une description complète du problème nécessiterait de résoudre un modèle numérique entièrement dynamique, ce qui demande un très long temps de calcul. Par conséquent, dans cette étude, un modèle stationnaire est considéré dont l'état stationnaire est modélisé afin de formuler les équations décrivant le comportement des électrons, des ions positifs et des ions négatifs, dans la décharge couronne. Ce type de modèle permet d'évaluer la distribution spatiale des paramètres de la décharge couronne moyennés dans le temps, avec moins d'effort numérique. Cette approche de moyennisation est largement utilisée dans la littérature scientifique [101], [105], [108]. Dans notre approche, les équations gouvernant le processus de la décharge couronne, seront résolues de façon semi-analytique, de sorte que des relations simples des distributions spatiales, moyennées dans le temps, des ions, des électrons et de leurs flux sont obtenues.

Ces solutions approchées sont utiles pour la modélisation et l'étude de quelques applications de la décharge électrique couronne pour, en particulier, évaluer la force électrique qui produit le mouvement EHD. Puis, dans une seconde étape, cette force électrique sera utilisée dans l'équation de Navier-Stokes pour calculer la distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz. Enfin, la vitesse du gaz sera injectée dans les équations de continuité des espèces neutres pour calculer leurs distributions spatiales. Nous signalons que dans notre étude, nous avons modélisé les résultats de l'étude du plasma-chimique qui ont été validés expérimentalement par Chen et Davidson [112].

La Figure III.1 montre un diagramme du modèle complet utilisé qui illustre, à la fois, le couplage entre les différents modèles et les paramètres d'entrée nécessaires aux calculs. Sur le diagramme, \mathbf{V} représente la vitesse du fluide, \mathbf{F} la force électrique totale, N_j la densité des espèces neutres ($O, O_2, N, N_2, O_3, NO, NO_2, NO_3, N_2O, N_2O_5, O_2^*$ et N_2^*), \mathbf{E} le champ électrique, et N_p, N_n et N_e , les densités des espèces chargées positive, négative et électronique, respectivement.

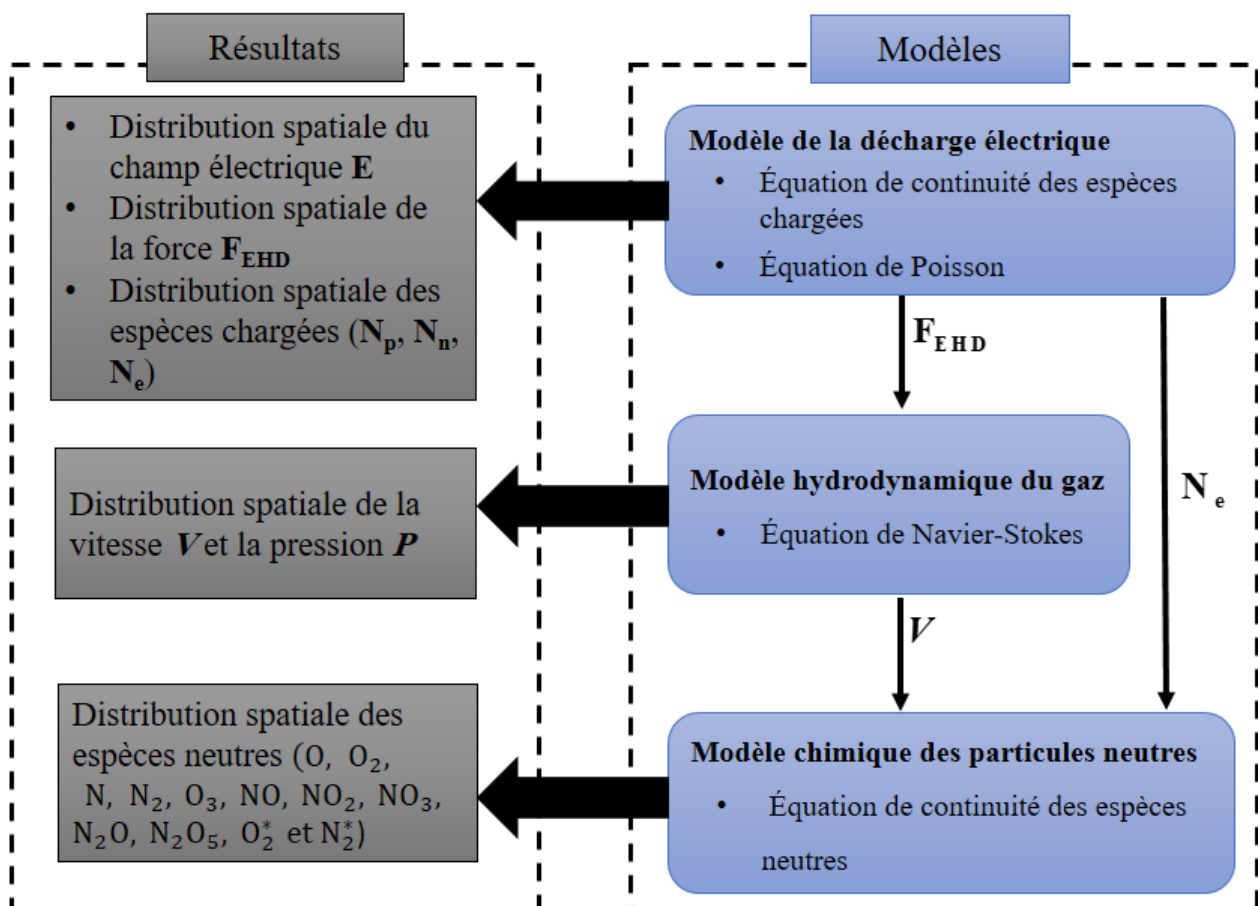


Figure III.1: Organigramme de résolutions du système d'équations

La stratégie de résolution des équations présentées dans le diagramme se résume dans les points suivants :

- La résolution des équations de continuité des espèces chargées couplées à l'équation de Poisson dans le modèle 'plasma' se fait à partir d'un modèle semi-analytique. Le résultat obtenu est la force EHD (\mathbf{F}).
- La force EHD calculée à partir du modèle 'plasma' sera introduite comme terme de source dans les équations de Navier-Stokes pour calculer la distribution spatiale de la vitesse \mathbf{V} et de la pression \mathbf{P} du gaz. Le calcul sera effectué par un logiciel de calcul « FLUENT ».
- La vitesse du gaz, calculée à partir du modèle hydrodynamique du gaz, et la densité électronique calculée à partir du modèle semi-analytique, seront injectées dans les équations de continuités des espèces neutres pour déterminer la distribution spatiale de ces espèces (O, O₂, N, O₃, N₂, NO, NO₂, NO₃, N₂O, N₂O₅, O₂^{*} et N₂^{*}). Le calcul sera accompli à l'aide du logiciel de calcul « FLUENT ».

III.2 Modèle mathématique de la décharge couronne

Nous considérons une décharge couronne positive et une autre négative traversées par l'air à la pression atmosphérique et à la température ambiante. La géométrie de la décharge utilisée est de type 'fil-plan' : un fil, de rayon r_0 et de longueur w , est soumis à une haute tension continue positive ou négative, alors que le plan est mis à la terre (*Figure III.1*). La tension appliquée est assez grande pour maintenir la décharge couronne dans un état stationnaire. La décharge électrique est supposée avoir une symétrie de translation dans la direction du fil, de sorte qu'elle est modélisée comme un problème à deux dimensions. De plus, on suppose que la décharge électrique est symétrique par rapport à l'axe de symétrie de la configuration d'électrodes. Ces hypothèses sont tout à fait raisonnables lors de la modélisation des décharges couronnes positives. Cependant, les décharges couronnes négatives peuvent apparaître soit homogènes où la distribution de courant est uniforme le long du fil, soit concentrées en petites taches actives, que l'on appelle habituellement des «tuftes» ou «beads» [34], [113], (voir *Figure III.2*).

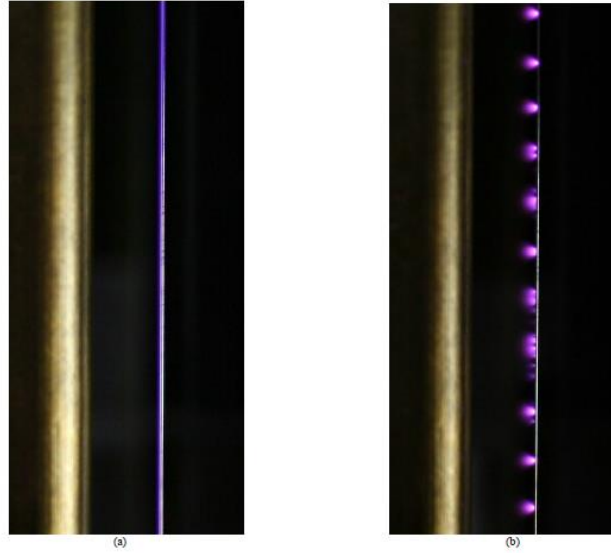


Figure III.2 : Décharges couronnes entre un fil à fort potentiel et deux plaques mises à la terre dans l'air à la pression atmosphérique et à la température ambiante. (a) polarité positive ($V = 14,2 \text{ kV}$, $I = 1,5 \text{ mA}$), (b) polarité négative ($V = -10,5 \text{ kV}$, $I = -1,3 \text{ mA}$) [114]

Selon Vann Bush et Snyder [113], on peut avoir une décharge homogène le long du fil, si la surface du fil est très lisse. Par conséquent, les hypothèses précédentes s'inscrivent bien dans ce régime de décharge couronne négative.

L'approximation fluide consiste à un ensemble d'équations de continuité pour les particules chargées couplées à l'équation de Gauss pour le champ électrique. Habituellement, seuls trois types de particules chargées (électrons, ions positifs et ions négatifs) doivent être pris en compte pour la modélisation physique [80], [81]. Dans le cas d'une décharge couronne positive, les ions négatifs et les électrons se propagent sur une courte distance ($\sim 10 \mu\text{m}$) du fil [113], mais la densité d'ions négatifs est beaucoup plus faible que la densité électronique. Par conséquent, dans le cadre de ce travail, les ions négatifs peuvent être ignorés dans le cas de la décharge couronne positive.

Pour une décharge stationnaire, les équations gouvernantes sont écrites comme suit :

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_e = (\alpha - \eta) |\mathbf{J}_e| \quad (\text{III.1})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p = \alpha |\mathbf{J}_e| \quad (\text{III.2})$$

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_n = \eta |\mathbf{J}_e| \quad (\text{III.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0} (N_p - N_e - N_n) \quad (\text{III.4})$$

Où les indices e , p et n correspondent aux électrons, aux ions positifs et aux ions négatifs ; \mathbf{J}_i et N_i désignent respectivement le flux et la densité des particules de type i ($i = e, p$ et n) ; \mathbf{E} est le

champ électrique, α et η sont les coefficients d'ionisation et d'attachement, respectivement ; ε_0 est la permittivité de l'air ; et e_0 est la charge élémentaire. Le flux de chaque type de particules est donné par $\mathbf{J}_i = \mu_i N_i E$, où μ_i est la mobilité électrique de la particule i .

Le calcul de la force électrique nécessite la résolution des équations de continuité des particules chargées couplées à l'équation de Poisson. Pour des raisons de simplicité, le système de coordonnées bipolaires (σ, τ) sera utilisé pour décrire les équations de continuité ainsi que l'équation de Poisson. Comme il est montré dans les travaux précédents, les coordonnées bipolaires [115] sont particulièrement adéquates pour formuler les problèmes d'électrostatique dans la géométrie d'électrodes 'fil-plan'. Ces coordonnées peuvent être définies comme [116] suit :

$$x = \frac{a \sin \sigma}{\cosh \tau - \cos \sigma}, \quad y = \frac{a \sinh \tau}{\cosh \tau - \cos \sigma} \quad (\text{III.5})$$

où (a) est la distance entre le point focal des lignes de champ et le plan (qui est liée au rayon du fil, r_0 , et à la distance inter-électrodes, d et est donnée par : $a = \sqrt{(d + r_0)^2 - r_0^2}$. Pour un fil fin ($r_0 \ll d$) a devient : $a \approx d$.

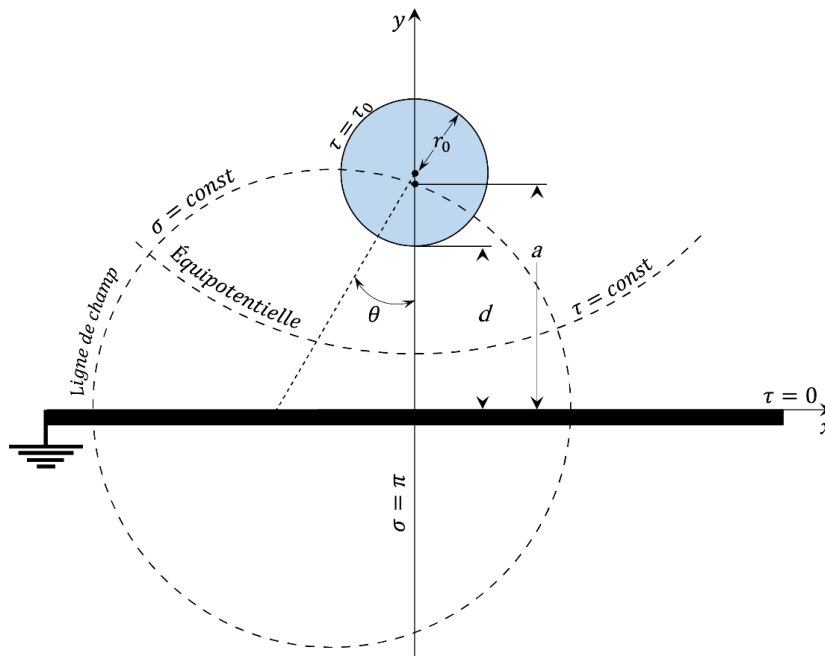


Figure III.3 : Système de coordonnées bipolaires (σ, τ) utilisé pour décrire la décharge couronne dans la géométrie d'électrodes fil-plaque.

Les courbes de coordonnées $(\sigma = \text{constante})$ coïncident avec les lignes de champ (III.6) et $(\tau = \text{constante})$ coïncident avec les équipotentielles (III.7), (voir Figure III.3 :) [117].

$$(x - a \cot \sigma)^2 + y^2 = \frac{a^2}{\sin^2 \sigma} \quad (\text{III.6})$$

$$x^2 + (y - a \coth \tau)^2 = \frac{a^2}{\sinh^2 \tau} \quad (\text{III.7})$$

En particulier, l'électrode fil est décrite par l'équipotentielle $\tau = \tau_0$, l'électrode plane par l'équipotentielle $\tau = 0$ et l'axe de symétrie ($x = 0$) par $\sigma = \pi$.

En utilisant (III.7), la valeur de τ_0 est facilement déterminée à partir d'un point quelconque du cercle (la surface du fil), par exemple si on prend $(x = 0, y = d)$ ou $(x = 0, y = d + 2r_0)$ on trouve que :

$$\tau_0 = \cosh^{-1} \left[1 + \frac{d}{r_0} \right] \quad (\text{III.8})$$

La résolution semi-analytique des relations (III.1) à (III.4) de ce système d'équations non linéaires aux dérivées partielles (EDP) consiste à le transformer en un système d'équations non linéaires ordinaires (EDO), et cela à travers l'intégration de ces équations le long des lignes de champ. Nous allons employer la même stratégie que celle adoptée par Yanallah et al. [117] où les lignes de champ électrique dans la décharge couronne seront approchées par les lignes de champ Laplaciennes. La justification de cette approximation réside dans le fait que les lignes de champ calculées avec des modèles plus complexes ne diffèrent pas significativement des lignes de champ Laplaciennes [110]. Le modèle de la décharge couronne sera également étendu pour inclure le cas de la polarité négative, et quelques approximations supplémentaires seront introduites, plus tard, dans le voisinage du fil ; ce qui simplifiera considérablement la solution. Selon cette approche, on peut exprimer l'opérateur ∇ entre deux lignes de champ comme suit [110]:

$$\nabla \approx \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [S] \quad (\text{III.9})$$

Où $dl = -S d\tau$ est le déplacement infinitésimal le long de la ligne du champ électrique ($\sigma = \text{constante}$) dans la direction de l'électrode plane, et S est un facteur géométrique proportionnel à la surface comprise entre deux lignes de champ (*Figure III.4*), et dépendant des coordonnées σ et τ :

$$S = \frac{a}{\cosh \tau - \cos \sigma} \quad (\text{III.10})$$

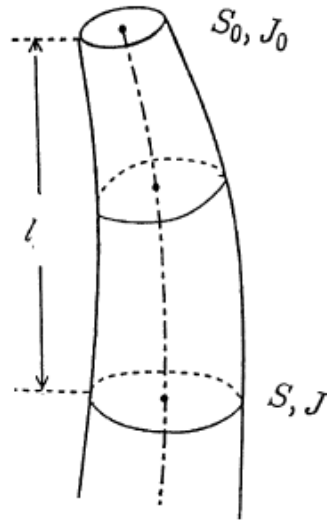


Figure III.4: Lignes de champ.

En tenant compte des considérations citées ci-dessus, l'ensemble des équations (III.1) à (III.4) sont écrites, en utilisant le système de coordonnées bipolaires (σ, τ) , comme :

$$\mp \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [S J_e] = (\alpha - \eta) J_e \quad (\text{III.11})$$

$$\pm \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [S J_p] = \alpha J_e \quad (\text{III.12})$$

$$\mp \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [S J_n] = \eta J_e \quad (\text{III.13})$$

$$\pm \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [S E] = \frac{e_0}{\varepsilon_0} (N_p - N_e - N_n) \quad (\text{III.14})$$

Où le signe supérieur (inférieur) désigne la décharge couronne positive (négative), E est le module du champ électrique, $J_i = \mu_i N_i E$ est le module du flux de la $i^{\text{ème}}$ particule.

Les coefficients d'ionisation (α) et d'attachement (η) utilisés dans (III.11) à (III.13) ont été interpolés à partir des datas fournies par le logiciel Bolsig+[70] pour l'air comme suit :

$$\alpha = A_1 \exp\left(-\frac{B_1}{E}\right), \quad (1.1 \times 10^4 \leq E \leq 2.0 \times 10^5 \text{ V/cm}) \quad (\text{III.15})$$

$$\eta = \alpha_1 + \alpha_2 E + \alpha_3 E^2 + \alpha_4 E^3, \quad (1.1 \times 10^4 \leq E \leq 2.0 \times 10^5 \text{ V/cm}) \quad (\text{III.16})$$

Où $A_1 = 6.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $B_1 = 1.9 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$, $\alpha_1 = 13.60 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = -8.20 \times 10^{-5} \text{ V}^{-1}$, $\alpha_3 = -7.78 \times 10^{-12} \text{ V}^{-2} \text{ cm}$ et $\alpha_4 = 1.042 \times 10^{-15} \text{ V}^{-3} \text{ cm}^2$.

A partir des équations de continuité (III.11) à (III.13), nous pouvons montrer que le produit JS où $J = e_0(J_p + J_e + J_n)$, est une constante le long des lignes de champ :

$$JS = \text{const} \quad (\text{III.17})$$

Par conséquent, la densité de courant mesurée sur le fil, $j_0 = e_0 J_0$, et à la plaque, $j_T = e_0 J_T$, sont liées comme se suit :

$$j_0 = j_T \frac{S_T}{S_0} = j_T \frac{\cosh \tau_0 - \cos \sigma}{1 - \cos \sigma} \quad (\text{III.18})$$

Où les indices 0 et T indiquent que les quantités correspondantes sont évaluées sur le fil et sur le plan, respectivement. La distribution du courant de décharge sur le plan mis à la terre, j_T , est formulée à partir de la loi de Warburg [118], [119].

$$j_T = j(0) \cos^m \theta \quad (\text{III.19})$$

D'après la *Figure III.3* : et les équations (III.5) on a.

$$\cos \theta = \frac{y(\sigma, \tau = 0)}{\sqrt{x(\sigma = 0, \tau = 0)^2 + y(\sigma, \tau = 0)^2}} = \frac{(d + r_0)}{\sqrt{x^2 + (d + r_0)^2}} = \frac{(d + r_0)}{\sqrt{\frac{(a \sin \sigma)^2}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} + (d + r_0)^2}} \quad (\text{III.20})$$

D'où

$$j_T = j(0) \left(\frac{(d + r_0)(1 - \cos \sigma)}{\sqrt{(a \sin \sigma)^2 + (d + r_0)^2 (1 - \cos \sigma)^2}} \right)^m \quad (\text{III.21})$$

Où $m = 4,5$ ($m = 4,65$) pour la décharge couronne positive (négative), et puisque le courant total i est l'intégrale de la densité de courant j_T par rapport à toute la surface du plan, la valeur $j(0)$ est déterminée à partir de ce courant total i , comme suit :

$$i = \int j_T dS_T = 2 \int_0^{\infty} j_T w dx = 2(d + r_0)w j(0) \int_0^{\pi/2} \cos^{m-2} \theta d\theta \approx dw j(0)K \quad (\text{III.22})$$

Où W est la longueur du fil et $K = 1,44$ ($K = 1,40$) pour la décharge couronne positive (négative). A partir de la formulation ci-dessus, des solutions semi-analytiques approximatives du champ électrique, de la densité électronique et de la densité ionique seront dérivées, à condition que la tension appliquée ϕ et l'intensité totale du courant i soient connues. Cette dernière information pourrait être recueillie à partir de la caractéristique expérimentale 'courant-tension', sachant que dans le présent travail, la relation courant-tension utilisée est celle déduite par Deutsch [110], [120] :

$$i = \frac{9.8\mu_i \varepsilon_0 w}{d^2 \ln(2d / r_0)} \phi(\phi - \phi_{onset}) \quad (\text{III.23})$$

La tension d'amorçage (ϕ_{onset}) de la décharge couronne, pour un fil lisse, peut être obtenue en utilisant la loi de Peek [121] :

$$\phi_{onset} = 29.8KVcm^{-1} \delta r_0 \left[1 + \frac{0.301cm^{1/2}}{\sqrt{\varphi r_0}} \right] \ln \frac{2d}{r_0} \quad (\text{III.24})$$

Où $\varphi = (PT_0/P_0T)$ dont T_0 et P_0 sont, respectivement, la température ambiante (298 K) et la pression atmosphérique (101 325 Pa).

D'après l'approche de Chen et Davison [105], l'espace entre les électrodes est divisé en deux zones différentes : *la région du plasma couronne* et *la région de dérive*. L'ionisation, l'attachement d'électrons et les réactions chimiques induites par les électrons ont lieu dans la région du plasma couronne, au voisinage du fil. La région de dérive s'étend de la limite extérieure de la région de plasma couronne jusqu'à l'électrode mise à la terre. En dehors de la région du plasma couronne, aucune autre activité chimique ne se produit dans la région de dérive, car la densité des électrons est faible. Par conséquent, dans cette zone de dérive, les ions injectés à partir de la région du plasma couronne

dérivent vers l'électrode plane sous l'effet du champ électrique. La limite entre la région du plasma couronne et la zone de dérive doit être située à une distance du fil où la densité d'électrons est suffisamment faible.

Puisque le diamètre du fil est très petit par rapport à la distance inter-électrodes ($r_0 \ll d$), l'épaisseur de la région du plasma couronne est très courte comparativement à la distance inter-électrodes. Par conséquent, $a \approx d$, et la distance radiale par rapport au centre du fil est donnée par :

$$\begin{aligned} r^2 = x^2 + (a - y)^2 &= \frac{a^2 \sin^2 \sigma}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} + a^2 \left[1 - \frac{\sinh \tau}{\cosh \tau - \cos \sigma} \right]^2 = \\ &= \frac{a^2 \sin^2 \sigma}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} + a^2 \left[\frac{\exp(-\tau) - \cos \sigma}{\cosh \tau - \cos \sigma} \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

Lorsque $r_0 \rightarrow 0$, alors $\tau \rightarrow \infty$. Donc,

$$r^2 \approx \frac{a^2 \sin^2 \sigma}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} + a^2 \left[\frac{-\cos \sigma}{\cosh \tau - \cos \sigma} \right]^2 \approx \frac{a^2}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} = S^2 \quad (\text{III.26})$$

D'autre part

$$\begin{aligned} dr = \frac{dS}{d\tau} d\tau &= \frac{-a \sinh \tau}{(\cosh \tau - \cos \sigma)^2} d\tau = \left[\frac{-a}{\cosh \tau - \cos \sigma} d\tau \right] \frac{\sinh \tau}{\cosh \tau - \cos \sigma} \approx \\ &\approx \left[\frac{-a}{\cosh \tau - \cos \sigma} d\tau \right] \frac{\frac{1}{2} \exp(\tau)}{\frac{1}{2} \exp(\tau) - \cos \sigma} \approx -S d\tau = dl \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Donc les coordonnées bipolaires peuvent être remplacées par des coordonnées polaires à l'intérieur de la région du plasma couronne. Par conséquent, le facteur d'échelle S devient $S \approx r (S_0 / r_0)$, et le déplacement infinitésimal le long de la ligne de champ électrique devient $dl \approx dr$. Cette approximation va simplifier énormément la solution des équations (III.11) à (III.14) dans la région du plasma, parce qu'au lieu d'utiliser deux variables (τ et σ), on utilise une seule variable qui est r .

III.2.1 Champ électrique

Comme il est montré dans les études précédentes [122], la majeure partie de la charge d'espace s'accumule dans la région de dérive. Par conséquent, la distribution du champ électrique dans la région du plasma est obtenue en intégrant (III.14), sans charge d'espace, ce qui donne :

$$E = \frac{E_0 S_0}{S} \approx \frac{E_0 r_0}{r} \quad (\text{III.28})$$

Dans la région de dérive, la charge d'espace est principalement due aux ions de même signe que la polarité du fil, c'est-à-dire :

$$N_i = \frac{J_i}{\mu_i E} = \frac{J_T S_T}{\mu_i E S} \quad (\text{III.29})$$

Où $i = p$ dans le cas de la polarité positive, et $i = n$ dans le cas de la polarité négative. Donc d'après [117] l'équation (III.14) se simplifie en :

$$+ \frac{1}{S} \frac{d}{dl} [SE] = \frac{e_0}{\varepsilon_0} (N_i) \quad (\text{III.30})$$

Puisque la densité d'ions négatifs (d'ions positifs) est négligeable dans la région d'ionisation pour la polarité positive (polarité négative), l'équation (III.29) peut être considérée valable dans tout l'espace inter-électrodes. En outre, le courant électrique dans la région de dérive est essentiellement transporté par des ions positifs (ions négatifs) dans le cas de la polarité positive (polarité négative).

La substitution de (III.29) dans (III.30) donne :

$$E = \frac{1}{S} \sqrt{(S_0 E_0)^2 + c_i S_T \int_0^l S dl} \quad (\text{III.31})$$

Où $c_i = 2j_T / \varepsilon_0 \mu_i$. Compte tenu que S et dl dépendent des coordonnées σ et τ , et après l'intégration de (III.31), le champ électrique est, finalement, exprimé comme suit :

$$E(\sigma, \tau) = \frac{1}{S(\sigma, \tau)} \left[(S_0 E_0)^2 - c_i \frac{a^3 / \sin^2 \sigma}{1 - \cos \sigma} \left(\frac{2}{\tan \sigma} \tan^{-1} \left[\left(\frac{1 + \cos \sigma}{\sin \sigma} \right) \tanh \left(\frac{\tau}{2} \right) \right] + \frac{\sinh \tau}{\cosh \tau - \cos \sigma} \right)_{\tau_0}^{\tau} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.32})$$

E_0 est le champ électrique sur la surface du fil, qui est estimé en utilisant la loi de Peek [123]. Cette expression du champ électrique est utilisée dans tout l'espace inter-électrodes, puisque la contribution du deuxième terme à l'intérieur de la racine carrée devient négligeable dans la région du

plasma couronne [105], [112]. Donc (III.32) devient (III.28) car, comme nous allons le montrer, le champ électrique créé par la charge d'espace dans la région d'ionisation et négligeable devant le champ géométrique.

III.2.2 Flux d'électrons

Comme nous avons dit précédemment, puisque les électrons sont confinés dans la région du plasma, les coordonnées polaires seront utilisées à la place des coordonnées bipolaires, et en remplaçant l'équation (III.28) dans les équations (III.15) et (III.16), les coefficients d'ionisation et d'attachement peuvent s'écrire :

$$\alpha \approx A_1 \exp(-B_2 r) \quad (\text{III.33})$$

$$\eta \approx a_1 + \frac{a_2}{r} + \frac{a_3}{r^2} + \frac{a_4}{r^3} \quad (\text{III.34})$$

Où $B_2 = B_1 / (E_0 r_0)$, $a_1 = \alpha_1$, $a_2 = \alpha_2 (E_0 r_0)$, $a_3 = \alpha_3 (E_0 r_0)^2$ et $a_4 = \alpha_4 (E_0 r_0)^3$. Ensuite, le flux d'électrons est obtenu par intégration de l'équation (III.11):

$$J_e = \frac{S_0 J_{e0}}{S} \exp\left[\mp \int_0^l (\alpha - \eta) dl'\right] \approx \frac{S_0 J_{e0}}{S} \exp\left[\mp \int_{r_0}^r (\alpha - \eta) dr'\right] = J_{e0} f(r) \quad (\text{III.35})$$

Où

$$f(r) = \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1 \mp a_2} \exp\left[\pm \frac{A_1}{B_2} (\exp(-B_2 r) - \exp(-B_2 r_0)) \pm a_1 (r - r_0) \mp a_3 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right) \mp \frac{a_4}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2}\right)\right] \quad (\text{III.36})$$

Et J_{e0} est le flux d'électrons sur la surface du fil. Comme d'habitude, le signe supérieur (inférieur) correspond à la polarité positive (négative).

III.2.3 Flux d'ions positifs

Dans la région du plasma, le flux d'ions positifs est obtenu à partir de (III.12) comme suit :

$$J_p = \frac{S_0}{S} J_{p0} \pm \frac{1}{S} \int_0^l S \alpha J_e dl' \approx \frac{r_0}{r} J_{p0} \pm \int_{r_0}^r A_1 r' \exp(-B_2 r') J_{e0} f(r') dr' \quad (\text{III.37})$$

Où J_{p0} est le flux d'ions positifs sur le fil. Dans la décharge couronne positive, il doit être nul $J_{p0} = 0$, en raison de la polarité du fil. Dans la décharge couronne négative, le courant total sur le fil est dû principalement aux ions positifs et aux électrons, mais comme $J_{p0} \gg J_{e0}$, le courant total est égal, approximativement, au courant des ions positifs, donc $J_0 \approx J_{p0}$. Puisque le courant total J_0 sur le fil est lié au courant sur le plan, alors J_{p0} peut être calculé par la relation :

$$J_{p0} \approx \frac{1}{e_0} j_T \frac{S_T}{S_0} \quad (\text{III.38})$$

L'équation (III.37) est particulièrement utile dans le cas d'une décharge couronne négative, puisque les ions positifs sont confinés dans la région du plasma. Cependant, dans une décharge couronne positive, les ions positifs s'accumulent dans la région de dérive. Dans une telle situation le calcul le plus simple du flux d'ions positifs est obtenu en utilisant la relation (III.17) :

$$J_p = \frac{S_T J_T}{S} - J_e \quad (\text{III.39})$$

Puisque $J_p \gg J_e$ dans la région de dérive, nous pouvons simplifier davantage la densité de courant des ions positifs dans cette région, et cette densité devient : $J_p \approx S_T J_T / S$.

III.2.4 Flux d'ions négatifs

Comme nous l'avons indiqué précédemment, dans la décharge couronne positive, la densité d'ions négatifs est beaucoup plus faible que celle des électrons. En outre, ces ions négatifs sont confinés dans une zone de largeur très faible au voisinage du fil dans la polarité positive. Par conséquent, les ions négatifs ne contribuent pas de manière significative dans la force électrique, et ils seront donc négligés dans le modèle que nous avons utilisé. En revanche, dans la décharge couronne négative, les ions négatifs sont présents, à la fois, dans la région du plasma et dans la région de dérive. Dans la région du plasma, le flux d'ions négatifs est déduit de la relation (III.13) :

$$J_n = \frac{S_0}{S} J_{n0} + \frac{1}{S} \int_0^l S \eta J_e dl' \approx \frac{1}{r} \int_{r_0}^r r' \left(a_1 + \frac{a_2}{r'} + \frac{a_3}{r'^2} + \frac{a_4}{r'^3} \right) J_{e0} f(r') dr' \quad (\text{III.40})$$

où il a été pris en compte que le flux des ions négatifs sur le fil est $J_{n0} = 0$, en raison de la polarité négative du fil.

Cependant, une fois que le flux d'électrons et le flux d'ions positifs ont été déterminés au préalable, une relation plus pratique que la relation (III.40) est obtenue en utilisant celle de (III.17) :

$$J_n = \frac{J_T S_T}{S} - J_p - J_e \quad (\text{III.41})$$

Cette relation est valable dans tout l'espace de la décharge couronne négative. Dans la région de dérive, où $J_n \gg J_e$ et $J_n \gg J_p$, dans la polarité négative l'équation ci-dessus devient :

$$J_n \approx S_T J_T / S.$$

III.2.5 Flux d'électrons sur le fil

La valeur du flux d'électrons sur le fil, J_{e0} , est indispensable, pour évaluer J_e, J_p et J_n . à partir les relations (III.35), (III.37) et (III.40) respectivement.

Dans la décharge couronne positive, le flux d'ions positifs sur le fil doit être nul ($J_{p0} = 0$) et, comme expliqué précédemment, le flux d'ions négatifs est ignoré par rapport au flux d'électrons. Par conséquent, en utilisant la relation (III.18), le flux d'électrons sur la surface du fil est lié à la densité totale du courant sur le plan par :

$$J_{e0} = \frac{1}{e_0} j_T \frac{S_T}{S_0} \quad (\text{III.42})$$

Cependant, dans la décharge couronne négative, les ions positifs sont majoritaires au voisinage du fil. Ainsi, une stratégie différente doit être suivie afin de déterminer le flux d'électrons sur le fil. Le courant d'électrons atteint sa valeur maximale dans la région du plasma lorsque le coefficient d'ionisation est égal au coefficient d'attachement ($\alpha = \eta$), ce qui correspond à un champ électrique $E_L \approx 30 \text{ kV/cm}$ et à une distance radiale $r_L \approx E_0 r_0 / E_L$. A cet endroit, les courants ioniques positif et négatif sont égaux ($J_n(r_L) \approx J_p(r_L)$) et, en utilisant la relation (III.12), la densité du courant totale est liée à celle se trouvant sur le plan par :

$$e_0 J_T S_T = e_0 (J_e(r_L) + J_p(r_L) + J_n(r_L)) S_L \approx e_0 (J_e(r_L) + 2J_p(r_L)) S_L \quad (\text{III.43})$$

Cette équation est utilisée comme condition pour déterminer la densité électronique sur la surface du fil. La substitution des relations (III.35) et (III.37) dans la relation (III.43) conduit à :

$$J_{e0} = \frac{r_0 J_T S_T / S_0}{2 \left[\int_{r_0}^{r_L} A_1 r \exp(-B_2 r') f(r') dr' \right] - r_L f(r_L)} \quad (\text{III.44})$$

III.3 La force électro-hydrodynamique (EHD)

Le vent ionique est le résultat d'une force électro-hydrodynamique s'appliquant sur le fluide. Les particules chargées générées dans la décharge couronne sont accélérées par le champ électrique, et gagnent ainsi de l'énergie cinétique, et donc, de la quantité de mouvement. Ensuite, lors des collisions avec des molécules neutres du gaz, ces particules chargées transmettent une partie de leur quantité de mouvement à ces molécules, ce qui induit un écoulement hydrodynamique du gaz. Selon l'approche de Boeuf [79], et en supposant que le mouvement de l'air a une influence négligeable sur la décharge couronne, la force EHD agissant sur le fluide est exprimée comme suit:

$$\mathbf{F} = e_0 (N_p - N_n - N_e) \mathbf{E} \quad (\text{III.45})$$

En utilisant l'expression du flux des particules \mathbf{J}_i de l'espèce i , ($i = e, p$ ou n), la force électrique prend la forme :

$$\mathbf{F} = e_0 \left(\frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} - \frac{\mathbf{J}_n}{\mu_n} - \frac{\mathbf{J}_e}{\mu_e} \right) \quad (\text{III.46})$$

Dans la décharge couronne positive, l'ionisation est confinée dans une fine couche autour de l'électrode fil, à l'intérieur de laquelle la densité des électrons domine celles du reste des espèces chargées [74], [124]. Cependant, puisque l'épaisseur de cette couche est négligeable par rapport à la distance inter-électrodes (d), la majeure partie du transfert de quantité de mouvement des particules chargées aux molécules neutres se produit dans la région de dérive où les ions positifs sont majoritaires. Par conséquent, la densité de la force agissant sur le fluide peut être simplifiée à :

$$\mathbf{F} \approx e_0 N_p \mathbf{E} = e_0 \frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} \quad (\text{III.47})$$

Puisque le transport de courant dans la région de dérive est dû, essentiellement, aux ions positifs ($J \approx J_p$), la densité de force électrique est finalement écrite sous la forme :

$$F = \frac{1}{\mu_p} j_T \frac{S_T}{S} = \frac{1}{\mu_p} j(0) \left[\frac{(d + r_0)(1 - \cos \sigma)}{\sqrt{(a \sin \sigma)^2 + (d + r_0)^2(1 - \cos \sigma)^2}} \right]^{9/2} \frac{\cosh \tau - \cos \sigma}{1 - \cos \sigma} \quad (\text{III.48})$$

III.3.1 Modèle hydrodynamique du gaz

Lors de la génération de la décharge électrique une interaction entre le plasma et le gaz neutre prend place. Cette interaction se traduit par un mouvement du gaz, ayant acquis une partie de la quantité du mouvement de la part des espèces chargées, et peut être décrite par les équations de Navier-Stokes, qui sont des équations aux dérivées partielles.

En effet, les équations de Navier-Stokes représentent la conservation de la quantité de mouvement et de la densité de masse. En supposant que l'écoulement est newtonien et que le gaz 'air' est incompressible, le mouvement EHD induit par la décharge couronne sera, en général, turbulent [99], [100]. C'est dans ce contexte que l'approche habituelle moyennée dans le temps (*time-averaging*) des équations de conservation de la quantité de mouvement et de la densité de masse, ce qui est appelé en anglais les équations '*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*' (*RANS*), sera utilisée dans le présent travail. Si nous négligeons la gravité et nous prenons le régime stationnaire, ces équations peuvent être écrites comme suit :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \lambda \nabla^2 \mathbf{V} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_R + \mathbf{F} \quad (\text{III.49})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{III.50})$$

Où \mathbf{V} est la vitesse moyenne du gaz, λ la viscosité dynamique de l'air, P la pression du gaz et $\boldsymbol{\tau}_R$ le tenseur de Reynolds. Le système d'équations différentielles partielles (les équations de Navier-Stokes) sera fermé en utilisant le modèle standard de turbulence à deux équations k -epsilon ($k - \varepsilon$) [125].

Modèle $k - \varepsilon$:

Le modèle $k - \varepsilon$ est un des modèles les plus utilisés pour la modélisation de la turbulence. C'est

un modèle à deux équations de transport, proposé par Jones et Launder [126] .Les contraintes de Reynolds sont calculées en utilisant la relation de Boussinesq [127] :

$$\tau_R = -\frac{2}{3}\rho k \mathbf{I} + \mu_t \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \tag{III.51}$$

Où \mathbf{I} est le tenseur unité, k l'énergie cinétique turbulente et μ_t la viscosité turbulente.

$$\rho \nabla \cdot (k \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \mu_t \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \tag{III.52}$$

$$\rho \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} C_\mu \rho k \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{III.53}$$

Où ε est le taux de dissipation turbulente.

Ainsi, la viscosité turbulente (μ_t), l'énergie cinétique turbulente (k), et le taux de dissipation turbulente (ε), sont liés par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{III.54}$$

Les valeurs des paramètres empiriques C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, σ_k , σ_ε et $C_{\varepsilon 2}$ sont donnés dans le *Tableau III.1* :

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 2}$
0,09	1,44	1,00	1,30	1,92

Tableau III.1: Les constantes empiriques utilisées dans le modèle k-ε [125]

Nous avons choisi d'utiliser le logiciel de calcul de la dynamique des fluides FLUENT [128], pour modéliser le vent électrique, comme plusieurs auteurs [41], [72], [87]. Les équations sont intégrées sur chaque volume de contrôle pour construire des équations algébriques des variables, telles que la vitesse, la pression et les autres grandeurs scalaires. Enfin les équations discrétisées sont linéarisées pour être résolues. Le logiciel FLUENT donne le choix entre deux solveurs : l'un est basé

sur la pression (*Pressure Based Solver*) et l'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 en utilisant les deux solveurs sont très similaires. Nous avons opté pour la méthode basée sur la pression, qui est préconisée pour les écoulements à basse vitesse. La deuxième méthode est généralement recommandée pour les écoulements compressibles à plus grande vitesse.

Dans ce travail, l'écoulement est supposé être confiné entre deux plaques (ou deux plans) parallèles, (voir la *Figure III.5*), où la plaque en bas (l'électrode de masse) se situe à $y = 0$ et la plaque en haut à $y = 2d + 2r_0$. La largeur du canal est de 10 cm dont l'entrée de gaz est située à $x = -5$ cm et la sortie à $x = 5$ cm. Tandis que la longueur du canal, le long de la direction z , est supposée être infinie. Le fil est parallèle à l'axe z , et les coordonnées de son centre sont $x = 0$ et $y = d + r_0$.

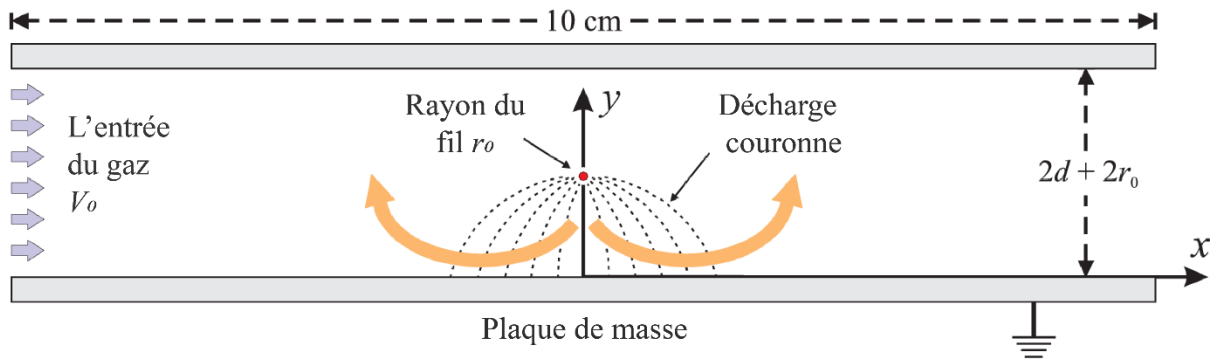


Figure III.5: Illustration schématique de la géométrie utilisée.

III.3.2 Les conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes par le logiciel FLUENT nécessite la définition des conditions aux limites du champ de vitesses. En effet, ces conditions aux limites sont simples. Tout d'abord, la condition de glissement et la condition de vitesse nulle sont supposées satisfaites au niveau des plaques et à la surface du fil. La condition de glissement permet d'ignorer la modélisation des couches limites. Le gaz glisse, simplement, parallèlement à la surface, juste au-dessus des couches limites, avec une vitesse égale à celle du gaz. A l'entrée du canal ($x = -5$ cm), nous supposons que le champ de vitesses est parallèle à la direction x , avec une valeur constante et faible de la vitesse d'entrée de l'air (V_0). A la sortie ($x = 5$ cm), la pression du gaz est supposée être égale à la pression atmosphérique.

III.4 Modèle chimique des particules neutres

Les distributions spatiales des espèces chimiques générées pendant la décharge couronne sont obtenues en résolvant un ensemble d'équations de continuité pour chaque espèce. Dans le régime stationnaire, les équations de continuité sont écrites d'après Soria et al.[129] comme suit :

$$\nabla \cdot (N_j \mathbf{V} - D_j \nabla N_j) = S_j \quad (\text{III.55})$$

Où \mathbf{V} est la vitesse du gaz, obtenue à partir de la solution des équations de Navier-Stokes, N_j sont les densités des espèces neutres, D_j est le coefficient de diffusion de l'espèce neutre j et S_j est le terme source qui est calculé comme étant le produit des taux de réactions par les densités des espèces des réactants. Puisque ce travail se focalise sur la force EHD et son effet sur la distribution des espèces chimiques, un modèle de la cinétique chimique simple de l'air, proposé par Chen et Davison [112], sera utilisé. Ce modèle comprend 10 espèces neutres (O, N, O₃, NO, NO₂, NO₃, N₂O, N₂O₅, O₂ ou O₂^{*}, N₂ ou N₂^{*}) et 24 réactions. La liste des réactions et coefficients de réaction est donnée dans le *Tableau III.2*, et les valeurs des coefficients de diffusion ont été tirées de [130].

La connaissance précise de la distribution spatiale des électrons est une étape critique dans le calcul des distributions spatiales des particules neutres, car la densité électronique est utilisée pour calculer les taux de réaction lors d'impact électronique, dans les équations de continuité. Donc, la densité électronique, qui est calculée par la relation (III.35), sera utilisée pour déterminer la distribution spatiale des espèces neutres générées dans l'air par la décharge couronne.

Réaction	Coefficient de réaction (cm ³ s ⁻¹)
$e + O_2 \rightarrow O + O + e$	$f(E/N)$
$e + N_2 \rightarrow N + N + e$	$f(E/N)$
$e + O_3 \rightarrow O + O_2 + e$	7.0×10^{-9}
$e + O_2 \rightarrow O_2^* + e$	$f(E/N)$
$e + N_2 \rightarrow N_2^* + e$	$f(E/N)$
$O_2^* + O_2 \rightarrow O_3 + O$	4.8×10^{-15}
$N_2^* + O_2 \rightarrow N_2 + 2O$	3×10^{-12}
$N_2^* + O_2 \rightarrow N_2O + O$	6×10^{-14}
$O + O_2 + O_2 \rightarrow O_3 + O_2$	$6 \times 10^{-34} [O_2]$

$O + O_2 + N_2 \rightarrow O_3 + N_2$	$5.6 \times 10^{-34} [N_2]$
$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	8.3×10^{-15}
$N + O_2 \rightarrow NO + O$	$k_{12} = 9.2 \times 10^{-17}$
$N + O_3 \rightarrow NO + O_2$	$k_{13} = 1.0 \times 10^{-16}$
$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$	$k_{14} = 2.0 \times 10^{-14}$
$NO + N \rightarrow N_2 + O$	$k_{15} = 2.9 \times 10^{-11}$
$O + NO + N_2 \rightarrow NO_2 + N_2$	$k_{16} = 1.0 \times 10^{-31} [N_2]$
$O + NO_2 \rightarrow NO + O_2$	$k_{17} = 1.0 \times 10^{-11}$
$O + NO_3 \rightarrow NO_2 + O_2$	$k_{18} = 1.7 \times 10^{-11}$
$N + NO_2 \rightarrow N_2O + O$	$k_{19} = 1.2 \times 10^{-11}$
$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2$	$k_{20} = 3.7 \times 10^{-17}$
$NO_3 + NO \rightarrow 2NO_2$	$k_{21} = 2.6 \times 10^{-11}$
$NO_2 + NO_3 + N_2 \rightarrow N_2O_5 + N_2$	$k_{22} = 2.8 \times 10^{-30} [N_2]$
$N_2O_5 + N_2 \rightarrow NO_2 + NO_3 + N_2$	$k_{23} = 1.2 \times 10^{-19} [N_2]$
$O + N_2O_5 \rightarrow NO_2 + NO_2 + O_2$	$k_{24} = 1.0 \times 10^{-16}$

Tableau III.2: liste des réactions et coefficients de réaction [117]

III.4.1 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites requises pour le système des équations (III.55) sont les suivantes :

- À la limite d'entrée ($x = -5.4 \text{ cm}$), la composition de l'air est supposée être de 21% d' O_2 et de 79% de N_2 .

Donc dans le volume de l'air considéré, les densités d'air, à la limite d'entrée, des molécules N_2 et O_2 sont, respectivement :

$$N_{N_2} = 1.9325 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{O_2} = 0.5137 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

- Les densités à la limite d'entrée de toutes les autres espèces sont supposées être nulles.

$$N_{0j} = 0$$

- À la limite de la sortie ($x = 5.4 \text{ cm}$), il y a une possibilité que le gaz retourne dans le réacteur en raison de la formation de vortex par la force EHD. Pour cette raison, nous utilisons la condition à la limite ouverte (*open boundary*).

$$\begin{aligned} -\mathbf{n} \cdot D_j \nabla N_j &= 0 & \text{Si } \mathbf{n} \cdot \mathbf{V} \geq 0 \\ N_j &= N_{0j} & \text{Si } \mathbf{n} \cdot \mathbf{V} < 0 \end{aligned} \quad (\text{III.56})$$

Où N_{0j} est la densité initiale des espèces neutres et \mathbf{n} est le vecteur unitaire perpendiculaire aux parois.

- Le long des limites des parois, les flux normaux des espèces (convection et diffusion) doivent être nuls :

$$\mathbf{n} \cdot (N_j \mathbf{V} - D_j \nabla N_j) = 0 \quad (\text{III.57})$$

Pour des raisons de simplification, les réactions des espèces avec les surfaces sont ignorées.

Enfin pour calculer les distributions spatiales des particules neutres, la résolution numérique du système d'équations (III.55) sera réalisée en appliquant la méthode des volumes finis intégrée dans le logiciel FLUENT [128].

III.5 Conclusion

Une formulation simplifiée de la décharge couronne positive et de la décharge couronne négative dans l'air a été proposée pour déterminer l'écoulement du gaz généré par la force EHD.

Afin de calculer le champ électrique et les densités des électrons, des ions positifs et des ions négatifs, l'espace inter-électrodes est divisé en deux zones. La première zone est une couche étroite proche de l'électrode 'fil', où se produisent l'ionisation, l'attachement d'électrons et d'autres réactions chimiques. La seconde zone correspond au reste de l'espace inter-électrodes, où les ions chargés négativement transportent le courant électrique.

En ce qui concerne la distribution spatiale des particules chargées, les expressions semi-analytiques pour le champ électrique et les densités de courant des électrons, des ions positifs et des ions négatifs, sont obtenues à partir de la résolution de l'équation de Poisson couplée aux équations de continuité de ces particules chargées. Ces solutions approchées peuvent être évaluées avec un coût

de calcul minimal, ce qui les rend intéressantes pour l'analyse et l'optimisation des dispositifs qui utilisent la décharge couronne dans différentes applications technologiques. Dans le présent travail, ces expressions semi-analytiques du champ électrique et des densités des électrons, des ions positifs et des ions négatifs seront utilisées pour déterminer l'expression de la force EHD qui est responsable de l'écoulement du gaz. Par la suite, cette force sera insérée dans les équations de Navier-Stokes pour déterminer les distributions des vitesses de l'écoulement induit par la décharge électrique.

Finalement, en ce qui concerne les espèces neutres, la distribution spatiale de la vitesse de l'écoulement et la détermination de la densité électronique, calculées par le modèle semi-analytique, seront injectées dans les équations de continuité des espèces neutres pour déterminer la distribution spatiale de ces espèces neutres (O , N , O_3 , NO , NO_2 , NO_3 , N_2O , N_2O_5 , O_2 , O_2^* , N_2 et N_2^*).

IV.1 Introduction.....	72
IV.2 Résultats et discussion	72
IV.2.1 Caractéristique courant-tension	74
IV.2.2 Polarité positive	74
IV.2.2.1 Distribution de champ électrique.....	75
IV.2.2.2 La densité des particules chargées.....	77
IV.2.2.3 La force électrique	79
IV.2.3 Polarité négative	81
IV.2.3.1 Distribution de champ électrique.....	81
IV.2.3.2 La densité des particules chargées.....	83
IV.2.3.3 La force électrique	85
IV.2.4 La vitesse du gaz.....	88
IV.2.4.1 Polarité positive	88
IV.2.4.2 Polarité négative	91
IV.2.5 Comparaison entre les deux polarités	92
IV.2.5.1 Le champ électrique.....	92
IV.2.5.2 La densité des particules chargées.....	93
IV.2.5.3 La force électrique	94
IV.2.5.4 La vitesse du gaz.....	97
IV.2.6 Etude paramétrique	100
IV.2.6.1 Effet de la tension appliquée.....	100
IV.2.6.2 Effet du rayon de fil.....	102
IV.2.6.3 Effet de la distance inter-électrodes.....	104
IV.3 Validations de la partie hydrodynamique	106
IV.4 Conclusion	108

Dans ce chapitre nous présenterons, tout d'abord, les résultats issus du modèle de la décharge électrique, qui concernent les distributions spatiales à deux dimensions (2D) et le long de l'axe de symétrie du champ électrique (à une dimension : 1D), des densités électroniques et ioniques des particules et de la force électrique totale y agissant, pour les deux polarités (positive et négative). Ensuite, nous présenterons, pour les deux polarités, les résultats de la simulation numérique de la vitesse du vent ionique. Il s'ensuit la comparaison des différents résultats trouvés dans les deux polarités. Par la suite, nous présenterons les résultats d'une étude paramétrique qui a porté sur l'effet de certains paramètres (rayon de fil, espace inter-électrodes, tension appliquée) sur la vitesse du vent ionique. Finalement, pour valider nos résultats, une comparaison avec ceux de l'expérience vient clore ce chapitre.

IV.1 Introduction

Au cours de ces dernières décennies, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées pour améliorer notre compréhension sur le mouvement électro hydrodynamique (EHD) des particules du plasma (vent électrique) produit par les décharges électriques couronnes. Généralement, les géométries des électrodes utilisées sont : pointe-plan [1], [98], [99], [131] ou fil-plan [100], [132]. D'autres configurations géométriques ont été utilisées dans des applications pratiques [100], [133]. En géométrie pointe-plan, Béquin et al. [1] ont développé un modèle analytique simple unidimensionnel qui permet d'estimer la vitesse du vent ionique le long de l'axe de symétrie de la décharge couronne. Tandis que Zhao et Adamiak [98], [99] ont simulé numériquement le mouvement EHD de l'air produit par la décharge couronne dans des configurations pointe-plan et pointe-grille. Dans leur modèle, les distributions du champ électrique et de la charge dans l'espace ont été obtenues en résolvant l'équation de Poisson et les équations de transport de charge à deux dimensions, et ce en utilisant un algorithme numérique basé sur la méthode des éléments finis et la méthode des caractéristiques. Ensuite, ils ont évalué la force électrique, et intégré l'équation de Navier-Stokes pour obtenir la vitesse d'écoulement EHD. Plus récemment, Cagnoni et al. [102] ont utilisé une approche similaire pour calculer le vent électrique dans différentes configurations géométriques d'électrodes. Et ce en résolvant le système des équations aux dérivées partielles.

Le but de la présente étude est d'étudier les caractéristiques du vent électrique généré dans la décharge couronne négative, et les comparer avec celles de la polarité positive, et, enfin, voir comment les paramètres géométriques ou électriques affectent les caractéristiques de ce vent électrique.

IV.2 Résultats et Discussion

Lorsque l'on imprime à un fluide, au repos, un mouvement par l'action d'une force électrique déterminée précédemment, on obtient le vent ionique qui est représenté sur les figures suivantes dans les deux cas de polarités (positive et négative). Les résultats présentés ici ont été obtenus en utilisant le logiciel FLUENT qui a été développé spécifiquement pour la simulation de tous types d'écoulements réactifs (compressible, incompressible, laminaire ou, encore, turbulent). Ce logiciel permet, notamment, la résolution des équations de la mécanique des fluides en tenant compte du terme de la force volumique. Le calcul de la force EHD est réalisé par un programme en langage « C » qui a été inclus par la suite dans le logiciel FLUENT par l'intermédiaire d'un module interne appelé UDF (ou fonction définie par l'utilisateur). On suppose que le problème est à 2D et que la longueur des électrodes soit grande devant l'espace inter-électrodes. Les principaux paramètres géométriques

du calcul sont indiqués dans la *Figure IV.1* et le *Tableau IV.1*. Selon ces paramètres, le régime d'écoulement est turbulent.

Les résultats présentés dans la première partie de ce chapitre ont été obtenus pour un système d'électrodes fil-plan. La haute tension (positive ou négative) appliquée sur le fil est égale $\phi = \pm 9 \text{ kV}$, ce qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur du fil de $47,44 \mu\text{A/cm}$ et de $-59,3 \mu\text{A/cm}$, respectivement [110], [120]. Le rayon du fil est de $r_0 = 100 \mu\text{m}$, tandis que la distance inter-électrodes est de $d = 0.5 \text{ cm}$. Enfin, la longueur des électrodes est de 10 cm et la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur est $V_0 = 2.5 \text{ cm/s}$.

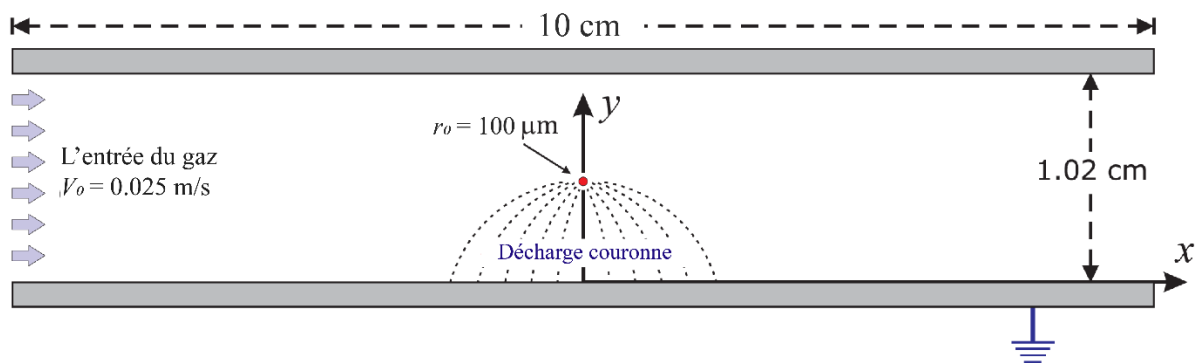


Figure IV.1 : Illustration schématique de la géométrie utilisée

Les paramètres de la décharge

	Gaz	l'Air
Pression		1 atm (760 Torr)
Température		293°K
Longueur du canal		1.02 cm
Largeur du canal		10 cm
Vitesse d'entrée de l'air		2.5 cm/s

Tableau IV.1 : Les paramètres utilisés dans la modélisation

Dans ce travail, deux types de modèles ont été utilisés, un modèle analytique pour calculer la force EHD; et un modèle numérique pour résoudre et comprendre le comportement dynamique du gaz.

Avant de décrire le comportement dynamique du gaz sous l'effet de la force EHD il est convenable de présenter, tout d'abord, les profils du champ électrique et ceux des densités des particules chargées générées par la décharge électrique couronne, parce que la force EHD est liée à ces deux grandeurs à travers l'équation (III.45).

IV.2.1 Caractéristique courant-tension

La fonction de la caractéristique ‘courant-tension’ est tracée dans la *Figure IV.2*. Cette caractéristique est utilisée, dans l’étude paramétrique, pour calculer les distributions spatiales du champ électrique, de la densité électronique et de la densité des ions positifs et négatifs. Dans nos calculs, la caractéristique ‘courant-tension’ utilisée, est obtenue à partir d’une formule empirique [110], [120].

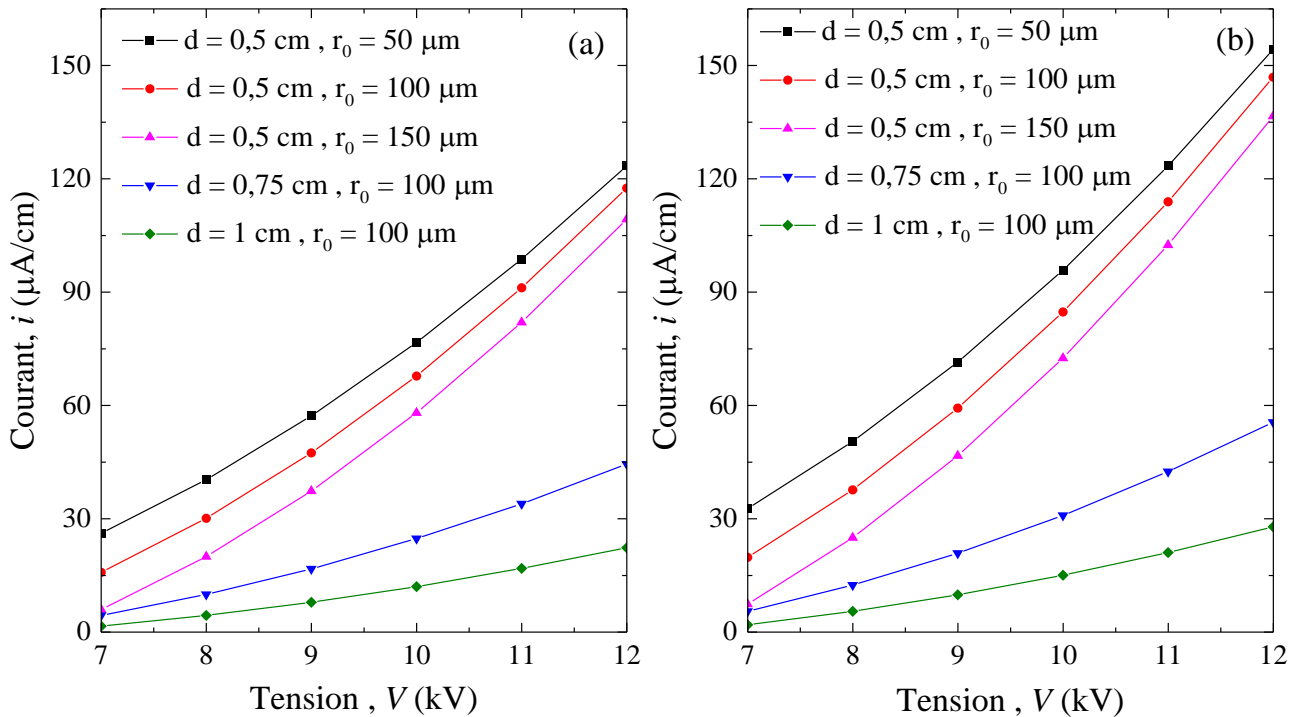


Figure IV.2 : Courbe caractéristique courant-tension, (a) polarité positive, (b) polarité négative

Lorsque le potentiel ϕ appliqué entre les deux électrodes (fil-plan) est suffisamment important, on observe alors l'apparition d'un courant. Ce courant a pour origine le déplacement des électrons produits, par l'ionisation du gaz, de la cathode (la plaque) vers l'anode (le fil), dans le cas de la polarité positive ; et de la cathode (le fil) vers l'anode (la plaque) dans le cas de la polarité négative. Le courant de la décharge commence à croître à partir de la tension de seuil : $\phi = \pm 7 \text{ kV}$.

IV.2.2 Polarité positive

Lorsque la décharge couronne est de polarité positive (notée a), les électrons produits dans la zone d'ionisation vont se diriger vers le fil (l'anode) et les ions positifs, produits aussi dans la zone d'ionisation, vont se diriger vers la plaque (la cathode). Cependant, dans la zone de dérive le champ électrique est assez faible et ne provoque, donc, pas l'ionisation du milieu. Donc cette dernière zone

est passive du point de vue électrique, car elle ne permet pas la formation d'avalanches électroniques. Par contre, elle est le siège de la production d'ions négatifs via le processus d'attachement, mais la concentration de ces ions négatifs est beaucoup plus faible que celles des électrons et d'ions positifs. Par conséquent, la contribution des ions négatifs dans la force EHD est moins importante dans cette décharge couronne positive. Donc, pratiquement, l'espace inter-électrodes est occupé seulement par des ions positifs.

A noter que la dérive des ions entre les électrodes cause le mouvement des molécules neutres du gaz à travers l'échange de la quantité de mouvement entre les ions et les neutres.

IV.2.2.1 Distribution du champ électrique

La *Figure IV.3* montre la distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

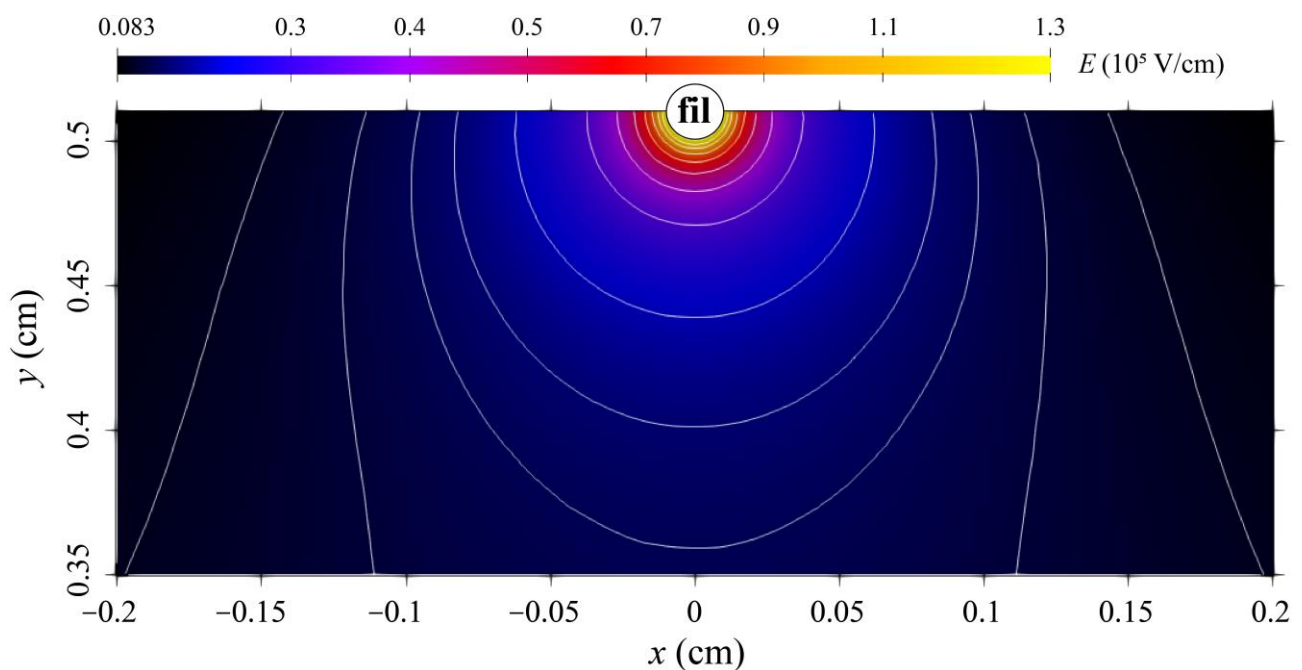


Figure IV.3 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

D'après la *Figure IV.3* le champ électrique est très intense dans la région qui entoure le fil (couleur jaune) et qui s'étend à une très courte distance de l'électrode positive (fil), puis il diminue en se dirigeant vers l'électrode négative (plaque). Afin de bien analyser et de mieux comprendre la distribution du champ électrique nous avons tracé cette distribution le long de l'axe de symétrie.

La *Figure IV.4* montre la distribution du champ électrique le long de l'axe de symétrie pour une tension appliquée de $\phi = +9 \text{ kV}$, ce qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur de $i = 47,44 \mu\text{A/cm}$.

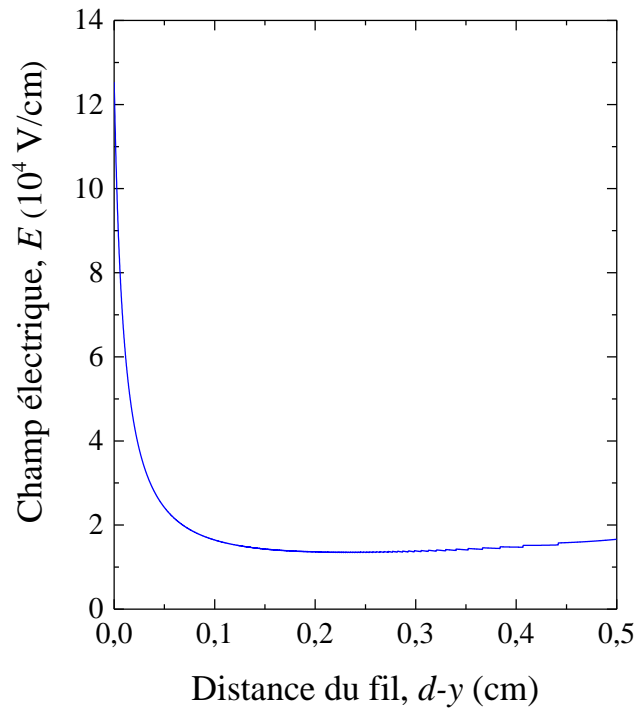


Figure IV.4 : Champ électrique le long l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

La distribution du champ électrique le long de l'axe de symétrie est montrée sur la *Figure IV.4*. Le champ électrique varie inversement avec la position radiale dans les deux régions (ionisation et active), alors que dans la région de dérive il a tendance à être uniforme.

Ce champ est très intense aux alentours du fil, et est de l'ordre de $1,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$; tandis qu'il est faible dans la région de dérive, et est de l'ordre $1,35 \times 10^4 \text{ V/cm}$. En s'approchant suffisamment de la plaque, l'intensité du champ électrique augmente légèrement jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de $1,68 \times 10^4 \text{ V/cm}$. L'explication physique de cette légère augmentation se trouve dans l'équation (III.32).

Le champ électrique est presque indépendant du courant électrique dans la zone 1 (région d'ionisation et active). ($\sqrt{2j_T H/\varepsilon_0\mu_i} \approx 0$) donc ($E = E_0 r_0/r$), en accord avec les résultats [105], [112], L'inverse se produit dans la région de dérive et surtout au voisinage du plane alors que dans la zone 2 (région de dérive) il est presque dépendant uniquement du courant électrique ce qui explique que le champ électrique est presque uniforme, donc dans cette région la valeur du champ électrique est lié au courant électrique. Donc le terme $E_0 r_0/r$ devient négligeable devant $\sqrt{2j_T H/\varepsilon_0\mu_i}$. Ce qui donne $E = \sqrt{2j_T H/\varepsilon_0\mu_i}$ où H est un facteur géométrique qui dépend des coordonnées σ et τ . Puisque le courant électrique est proportionnel à la tension appliquée, alors d'après cette relation le champ électrique dans le deuxième intervalle et aussi proportionnel à la tension appliquée.

IV.2.2.2 La densité des particules chargées

La *Figure IV.5* montre la distribution des espèces chargées (ions positifs et électrons) pour une tension appliquée de $\phi = +9 \text{ kV}$.

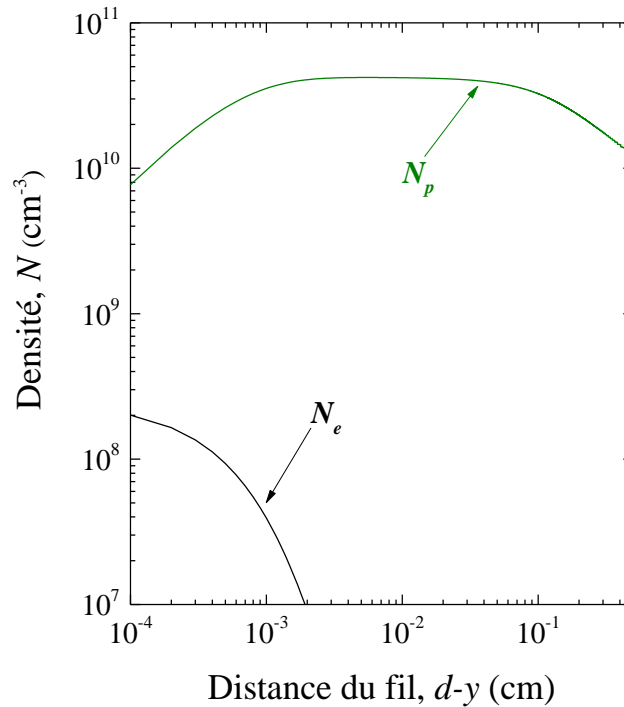


Figure IV.5 : Densités des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_e : électrons), le long l'axe de symétrie, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

Lorsque la tension appliquée est positive (*Figure IV.5*), les électrons libres formés naturellement dans l'espace inter-électrodes sont accélérés par le champ électrique vers le fil. Dans la région d'ionisation, très près du fil, où la valeur du champ électrique réduit (E/N , où N est la densité moléculaire) dépasse $120 \text{ Townsend (Td)}$ ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V.m}^2 = 10^{-17} \text{ V.cm}^2$), les collisions inélastiques entre les électrons et les molécules neutres du gaz produisent des paires électron-ion positif. Les nouveaux électrons libérés sont à leur tour accélérés par le champ électrique et il y'aura la formation d'une avalanche électronique. Dans la zone d'ionisation, où le coefficient d'attachement est très faible, les ions négatifs ne sont pas considérés dans le modèle. Les ions positifs qui sont également générés dans la zone d'ionisation dérivent vers le plan. Puisque la mobilité des ions positifs est inférieure d'environ deux ordres de grandeur par rapport à la mobilité des électrons, les électrons quittent rapidement la région d'ionisation, en allant vers le fil, alors que les ions positifs s'échappent beaucoup plus lentement. En conséquence, la densité des ions positifs est plus élevée que celle des électrons dans la majeure partie de la région d'ionisation.

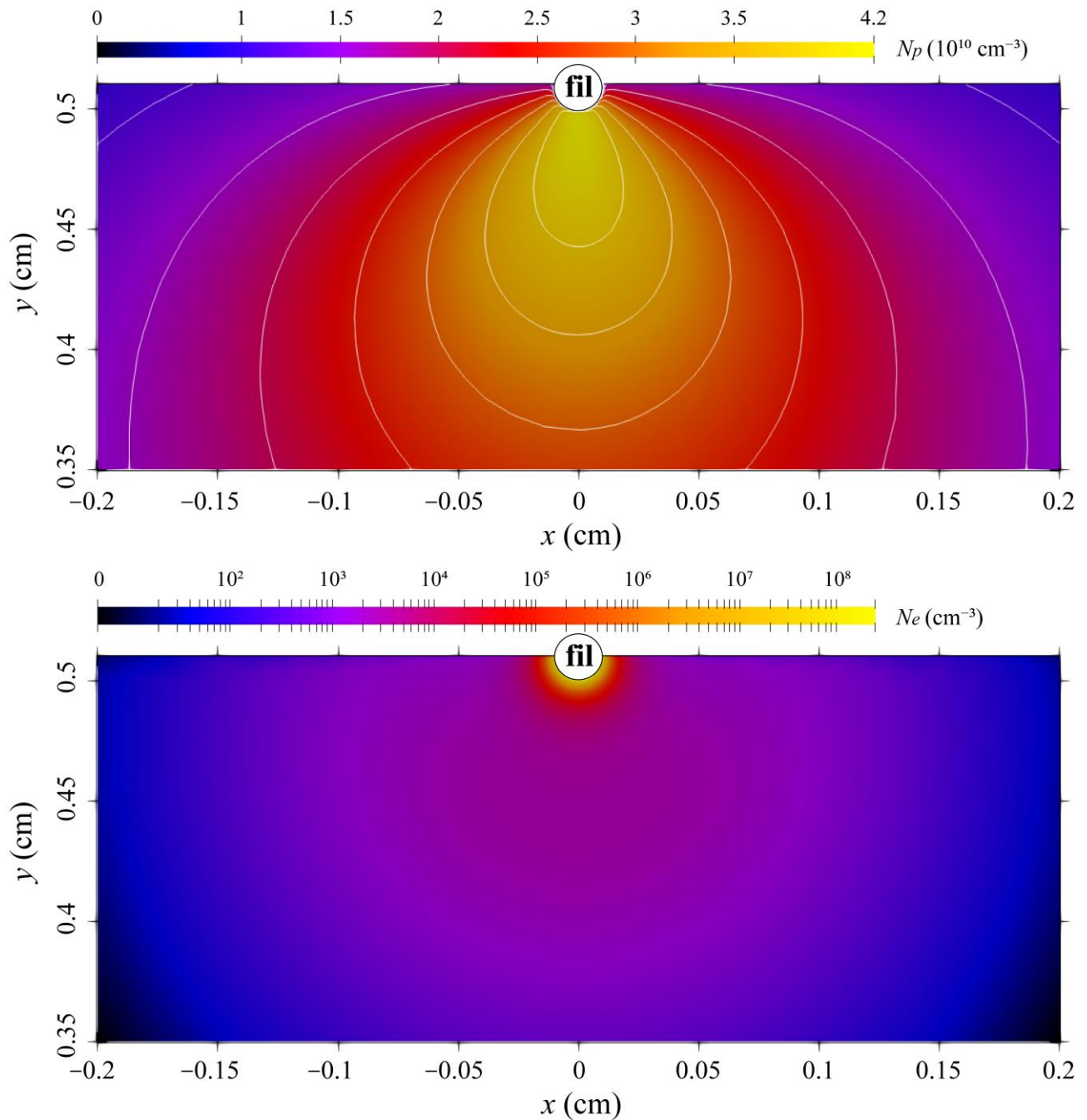


Figure IV.6 : Distribution spatiale à 2D de la densité des espèces chargées (N_p : ions positifs, et N_e : électrons), dans la polarité positive, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$. Ce qui est tracé sur la figure est le logarithme de la densité N_e ($\ln N_e$).

Sur la Figure IV.6, nous présentons la distribution spatiale à 2D de la densité électronique et ionique dans l'espace inter-électrodes. Comme indiqué précédemment, la densité des ions négatifs est négligeable par rapport à celle des électrons, et elle ne sera, donc, pas considérée. Donc, pratiquement, l'espace inter-électrodes est divisé en deux régions. La première région se trouve au voisinage du fil (ou région d'ionisation), et est occupée par les électrons et les ions positifs simultanément ; alors que la deuxième région (région de dérive) représente le reste de l'espace inter-électrodes, et est occupée uniquement par les ions positifs. La valeur maximale de la densité électronique est d'environ $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ sur le fil, et celle des ions positifs est de $4,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ même

dans la zone de dérive. La densité des ions positive diminue progressivement en se rapprochant du plan (cathode).

L'espace inter-électrodes occupé par les ions positifs est très grand par rapport à celui occupé par les électrons. Pour cette raison nous considérons que la force électrique générée par les ions positifs est dominante dans tout l'espace inter-électrodes.

IV.2.2.3 La force électrique

La *Figure IV.7* représente la variation du module de la force électrique due aux ions et aux électrons, ainsi que celle de la force électrique totale.

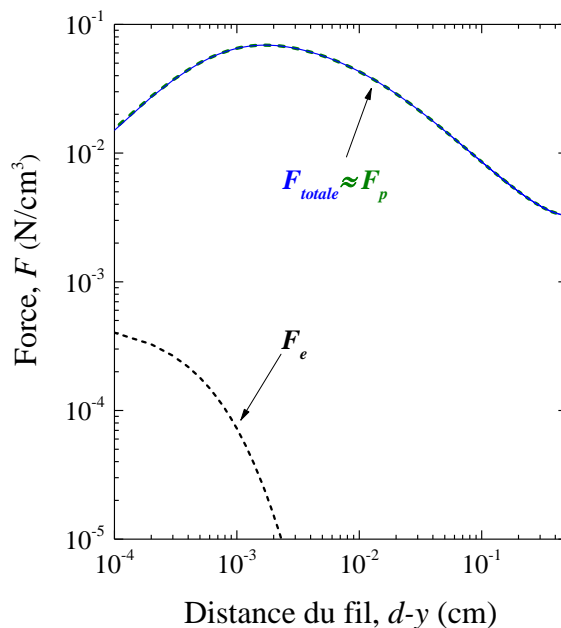


Figure IV.7: Amplitude de la densité de force EHD le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $\phi = +9 \text{ kV}$, $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$.

D'après les conditions aux limites, la densité d'ions positifs sur le fil est nulle, et par conséquent la contribution de la force électronique dans la force totale est dominante au voisinage du fil. Cependant, la largeur de cette région est négligeable ($< 0,1 \mu\text{m}$). Par exemple, à une distance de $10 \mu\text{m}$ du fil la force due aux ions positifs est trois fois supérieure que celle des électrons, ce qui veut dire que la force électrique, agissant sur le fluide, est presque entièrement générée par les ions positifs.

Les *Figure IV.8-Figure IV.10* montrent respectivement, les distributions spatiales à 2D de l'amplitude de la force EHD et de ses composantes F_x et F_y respectivement. Puisque la Force EHD est essentiellement importante aux alentours du fil, ces figures représentent uniquement une partie de l'espace inter-électrodes.

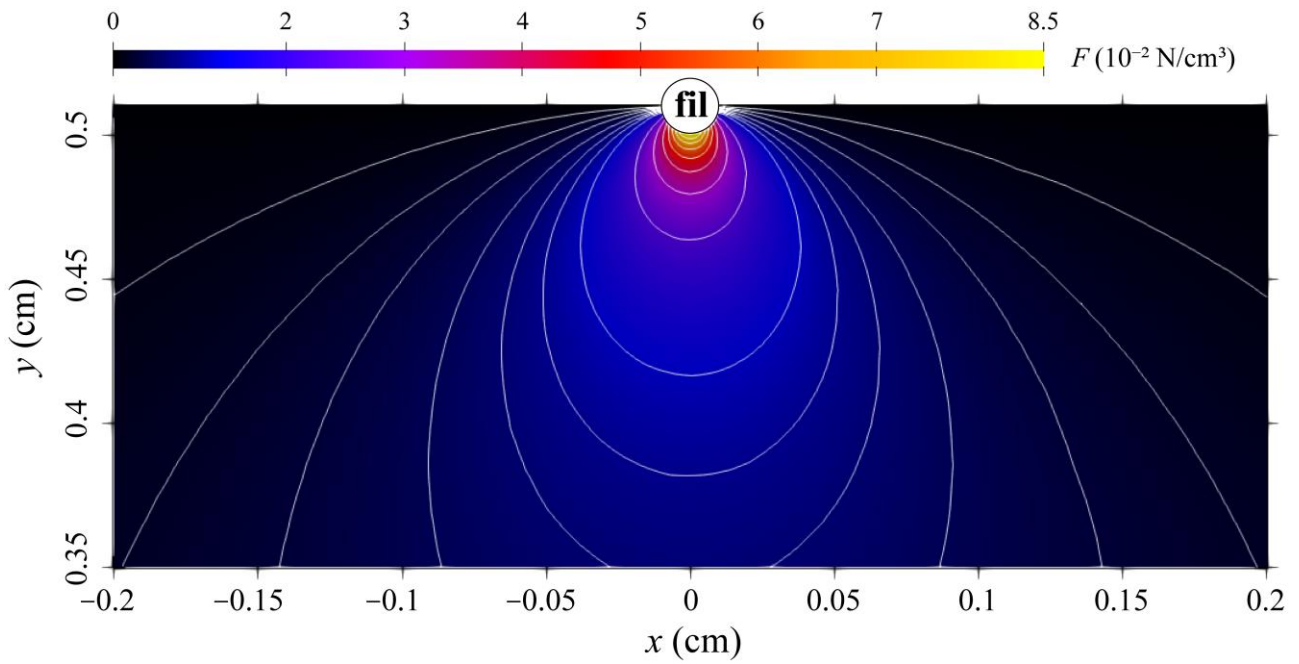


Figure IV.8 :Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

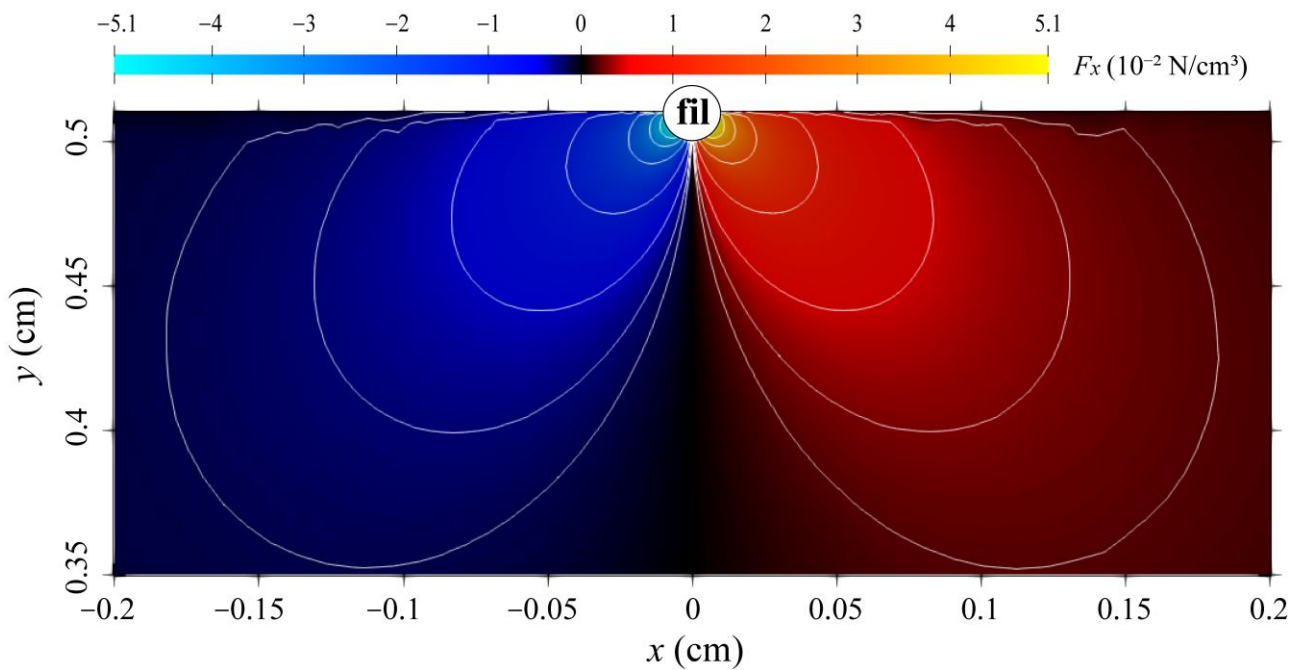


Figure IV.9 :Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

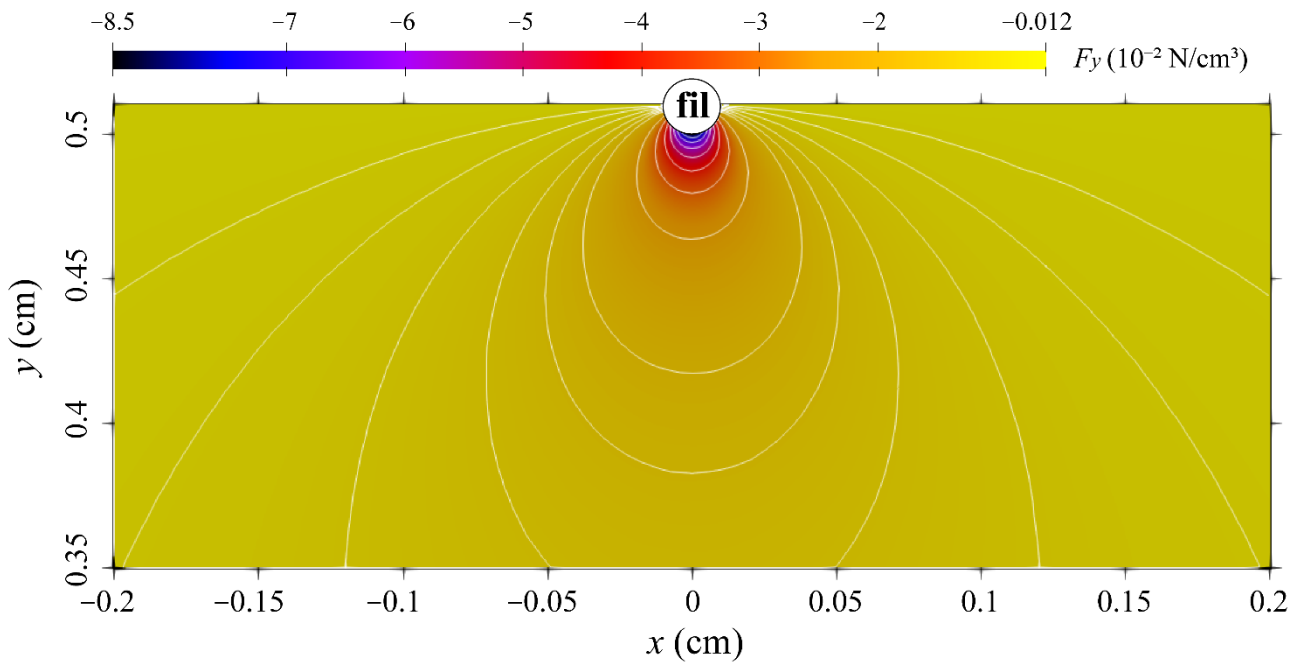


Figure IV.10 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

Ces figures complètent la *Figure IV.7* en donnant une image globale à deux dimensions sur la distribution de la force EHD. Comme il est mentionné auparavant, ces figures illustrent le fait que la force EHD totale est générée, principalement, par les ions positifs : donc $F \approx F_p$ et elle est toujours dirigée du fil vers le plan.

IV.2.3 Polarité négative

IV.2.3.1 Distribution de champ électrique

Les figures suivantes représentent les distributions à 2D et le long de l'axe de symétrie du profil de champ électrique pour une tension négative, appliquée sur le fil, de $\phi = -9 \text{ kV}$.

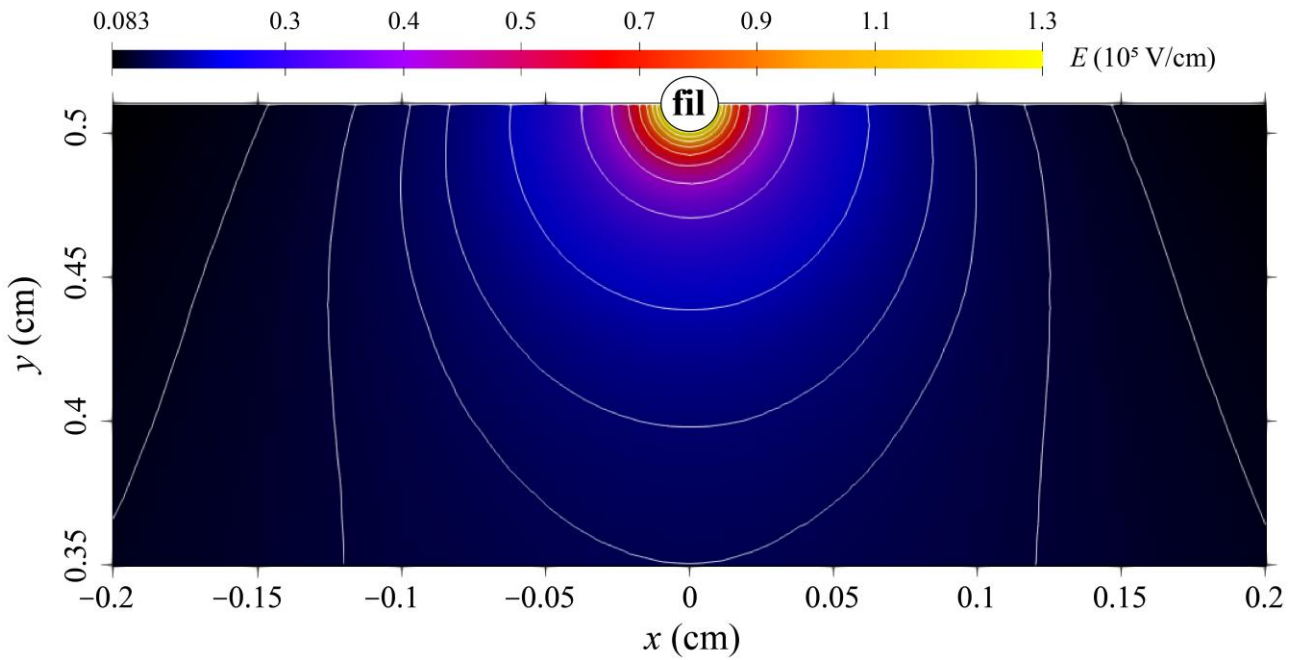


Figure IV.11 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

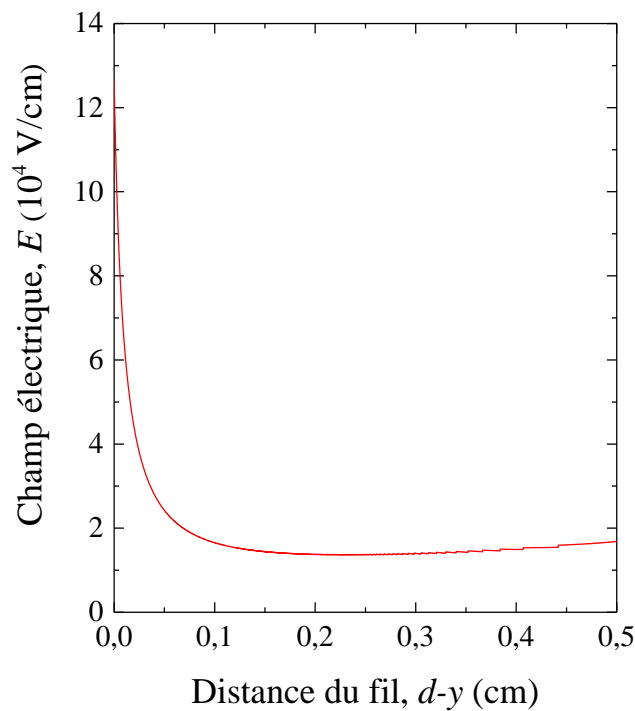


Figure IV.12 : Profil de champ électrique, le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

L'intensité du champ électrique est très élevée près du fil dans la zone d'ionisation, sa valeur maximale sur le fil est de l'ordre de $1,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Dans la région de dérive, elle a tendance à être uniforme, et est d'environ $1,36 \times 10^4 \text{ V/cm}$. Cependant, une examination attentive de la Figure IV.12 révèle que le champ électrique augmente légèrement en s'approchant de l'électrode plane. Ceci est une conséquence directe de l'accumulation de la charge d'espace négative au voisinage de l'électrode

plane. Donc, le champ électrique a tendance à accélérer les particules du fluide situées à proximité du plan dans la région de dérive.

IV.2.3.2 La densité des particules chargées

La *Figure IV.13* montre également les densités des ions positifs, des ions négatifs et des électrons le long de l'axe de symétrie (oy) pour $\phi = -9$ kV.

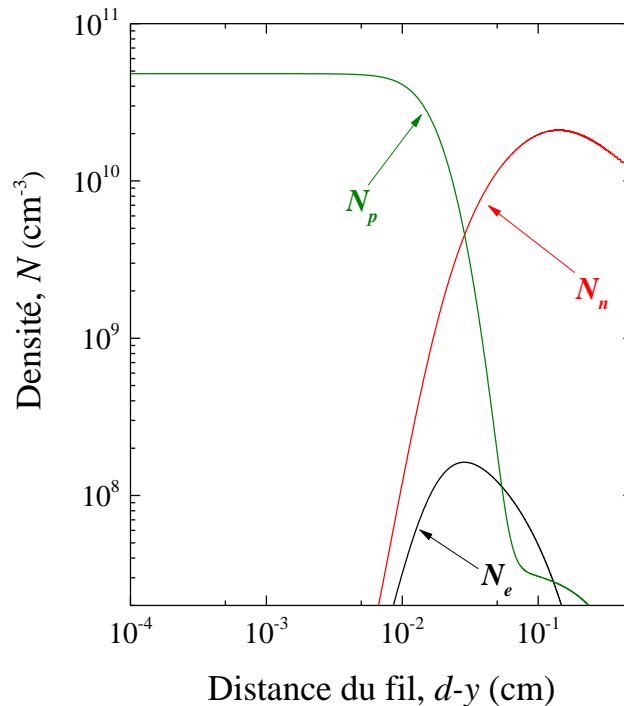
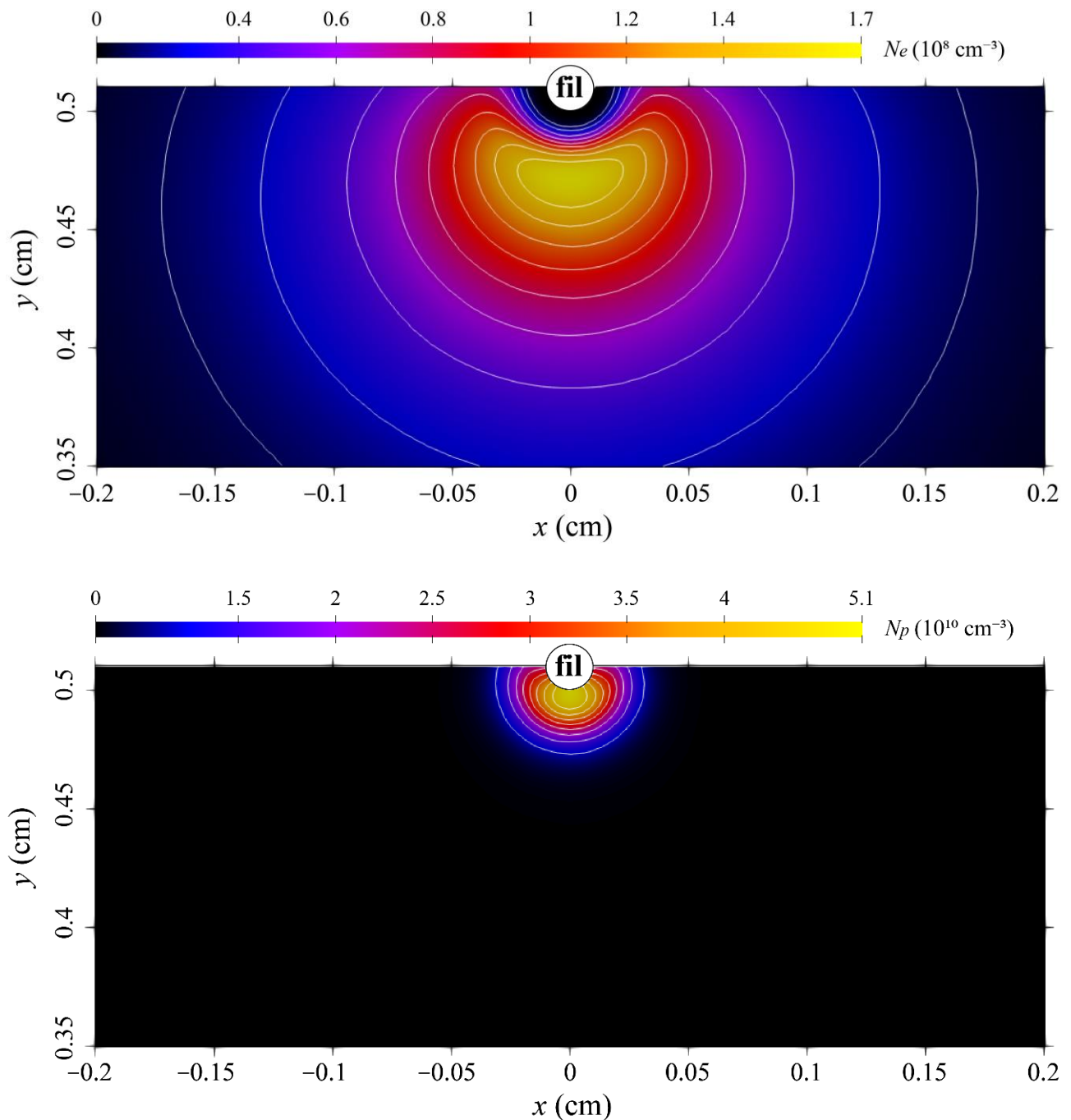


Figure IV.13 : Densités des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5$ cm et $\phi = -9$ kV.

L'espace inter-électrodes est divisé en trois régions. La première région, qui est la région d'ionisation, entoure la cathode (le fil) et s'étend sur une distance de l'ordre de $0,019$ cm. Dans cette région, le courant est maintenu par les ions positifs. Cette dernière région est suivie par la région active, qui est étroite ($0,019$ cm $<$ ($d-y$) $<$ $0,045$ cm), et dans laquelle le courant est surtout transporté par les électrons. Le reste de l'espace inter-électrodes, ou la région de dérive, est dominé par les ions négatifs. La densité électronique est faible dans la zone d'ionisation, ensuite elle augmente rapidement en se rapprochant de la région active. Dans cette dernière région, la densité électronique atteint ces valeurs maximales. Par exemple, la valeur maximale le long de l'axe de symétrie est de l'ordre de $1,62 \cdot 10^8$ cm⁻³ (voir la *Figure IV.13*), lorsque le coefficient d'attachement des électrons est égal à celui de l'ionisation, et ce à une distance du fil d'environ de ($\sim 0,030$ cm). Ensuite, en se déplaçant vers la région de dérive, l'attachement des électrons domine l'ionisation, ce qui conduit à la diminution de la densité électronique. Les ions positifs issus de l'ionisation dérivent vers le fil (la cathode) et leur

densité croît, au fur et à mesure, en s'approchant du fil, puis elle croît rapidement et devient maximale juste au voisinage du fil. À l'inverse, les ions négatifs issus de l'attachement électronique dérivent vers le plan (l'anode). Leur densité maximale se produit à quelques millimètres avant d'atteindre la plaque, comme le montre la *Figure IV.14*, et ce en raison de la distorsion du champ électrique produit par la charge spatiale au voisinage de l'électrode plane. On note que dans le cas de la décharge couronne négative, dans la région de dérive, le profil général de la densité des ions négatifs est similaire à celui des ions positifs dans la décharge couronne positive, quoique l'ordre de grandeur est, remarquablement, plus important (presque le double) dans la décharge couronne positive.



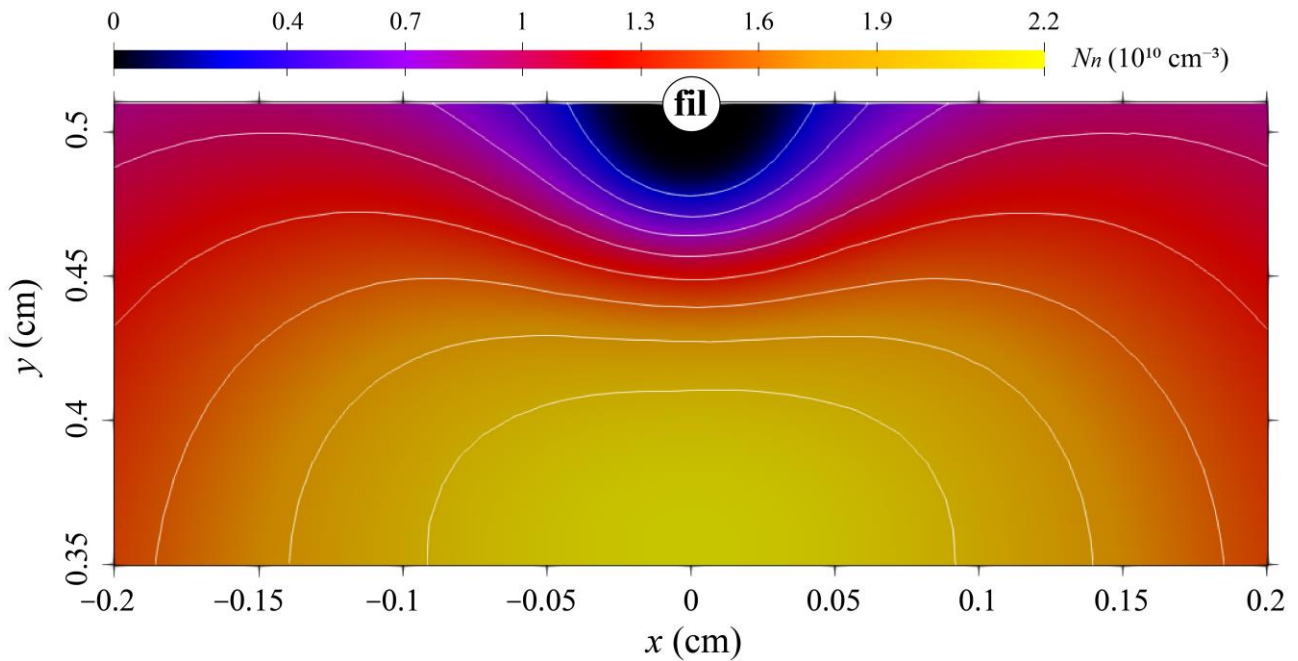


Figure IV.14: Distribution spatiale à 2D de la densité des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

IV.2.3.3 La force électrique

La Figure IV.15 montre les contributions des forces EHD générées par les ions positifs, négatifs et les électrons à la force EHD totale le long de l'axe de symétrie.

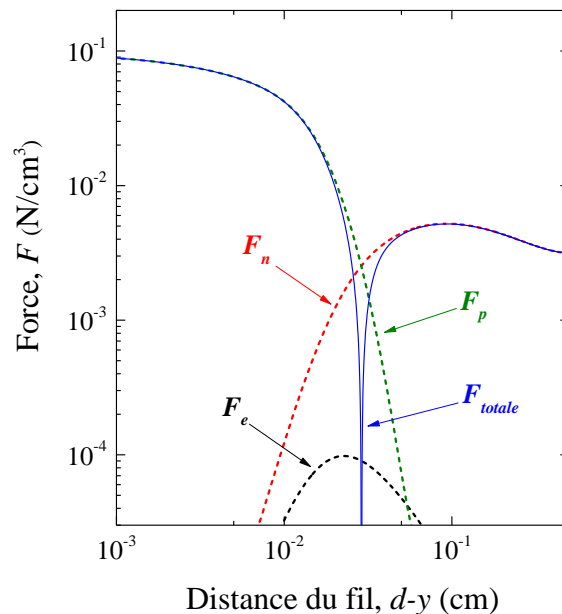


Figure IV.15 : Amplitude de la force EHD le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

Cette figure montre que la contribution des électrons à la force EHD totale est négligeable. Ceci est dû au fait que la densité électronique est, au moins, deux ordres de grandeur plus petite que

celles des ions positifs et négatifs. Par ailleurs, la force EHD est générée principalement par les ions positifs dans la région d'ionisation et par les ions négatifs dans la région de dérive. La valeur maximale de la force EHD est atteinte sur le fil (la cathode) et est d'environ de $10 \times 10^{-2} \text{ N/cm}^3$. Il est important de noter que la force, dans la région d'ionisation, est dirigée vers le fil (puisque'elle est due aux ions positifs) alors qu'elle est dirigée dans le sens inverse, c'est-à-dire vers l'électrode plane, dans la région de dérive (parce qu'elle est due aux ions négatifs). La force EHD dans la région d'ionisation est supérieure à celle de la région de dérive, parce que l'intensité du champ électrique dans la région d'ionisation est supérieure d'environ un ordre de grandeur à celle dans la région de dérive. Mais la largeur de la zone d'action de la force EHD dans la région d'ionisation est faible devant la largeur d'action de la force EHD dans la région de dérive. Ceci explique le fait que le sens de mouvement des tourbillons formés par la décharge couronne négative (voir *Figure IV.23*) est dominé par force EHD générée dans la région de dérive. Dans la région active, la force EHD est faible et devient nulle au point $r = d-y$ ($\sim 0,030 \text{ cm}$) où le coefficient d'ionisation est égal au coefficient d'attachement.

Les *Figure IV.16 - Figure IV.18* illustrent, respectivement, les distributions spatiales à 2D de l'amplitude de la force EHD et de ses composantes F_x et F_y . Ces figures présentent un zoom de l'espace inter-électrodes du côté du fil. Le signe négatif dans le profil de la composante de la force suivant l'axe ox (F_x) et dans celui de la composante de la force suivant l'axe oy (F_y) indique que la force électrique est dirigée vers la gauche pour F_x , et vers le bas pour F_y .

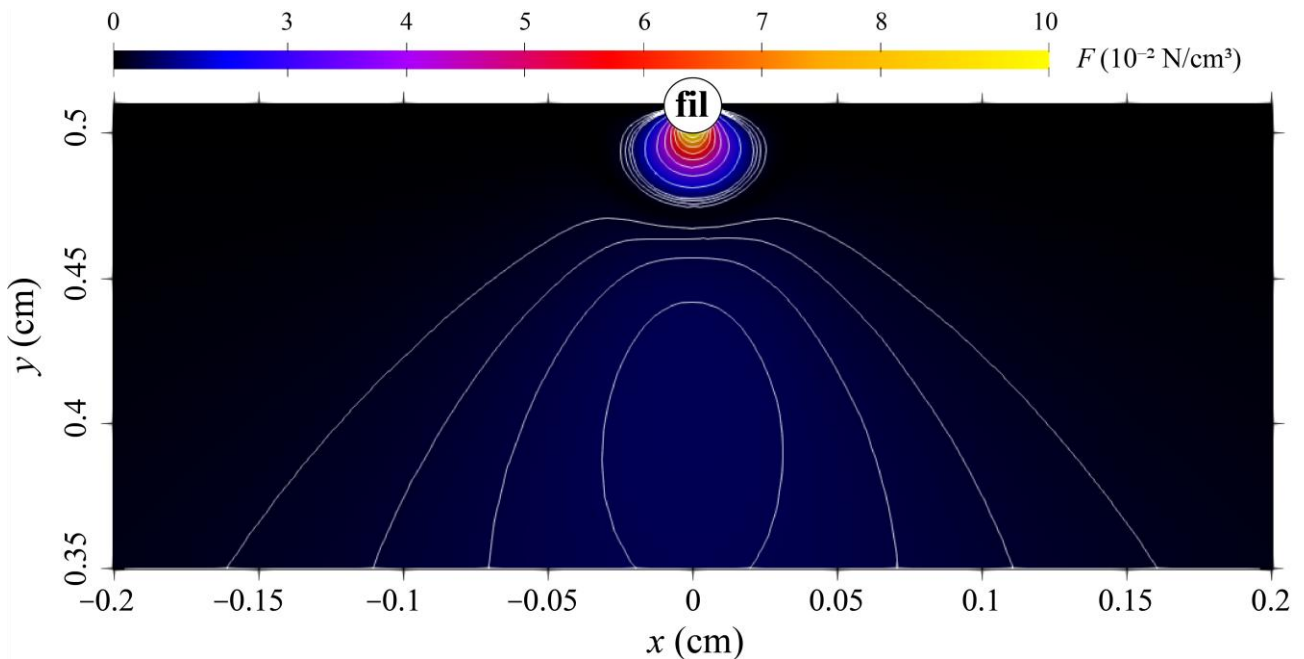


Figure IV.16 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

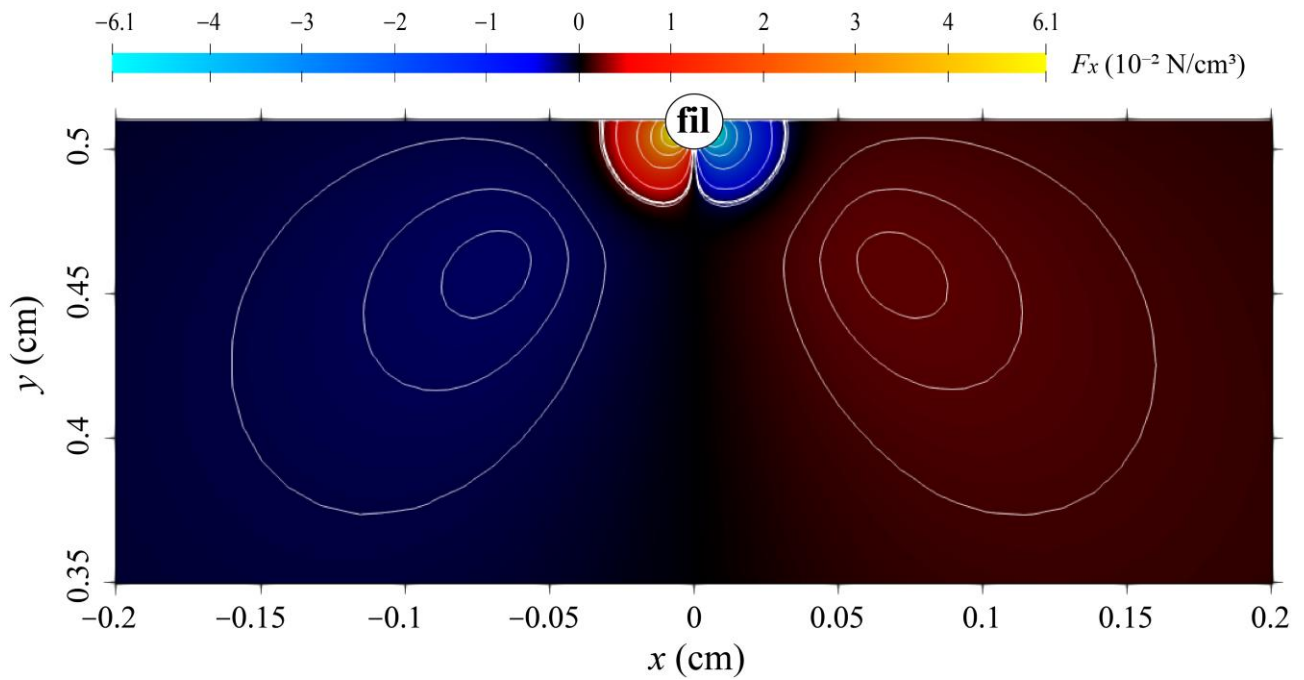


Figure IV.17 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

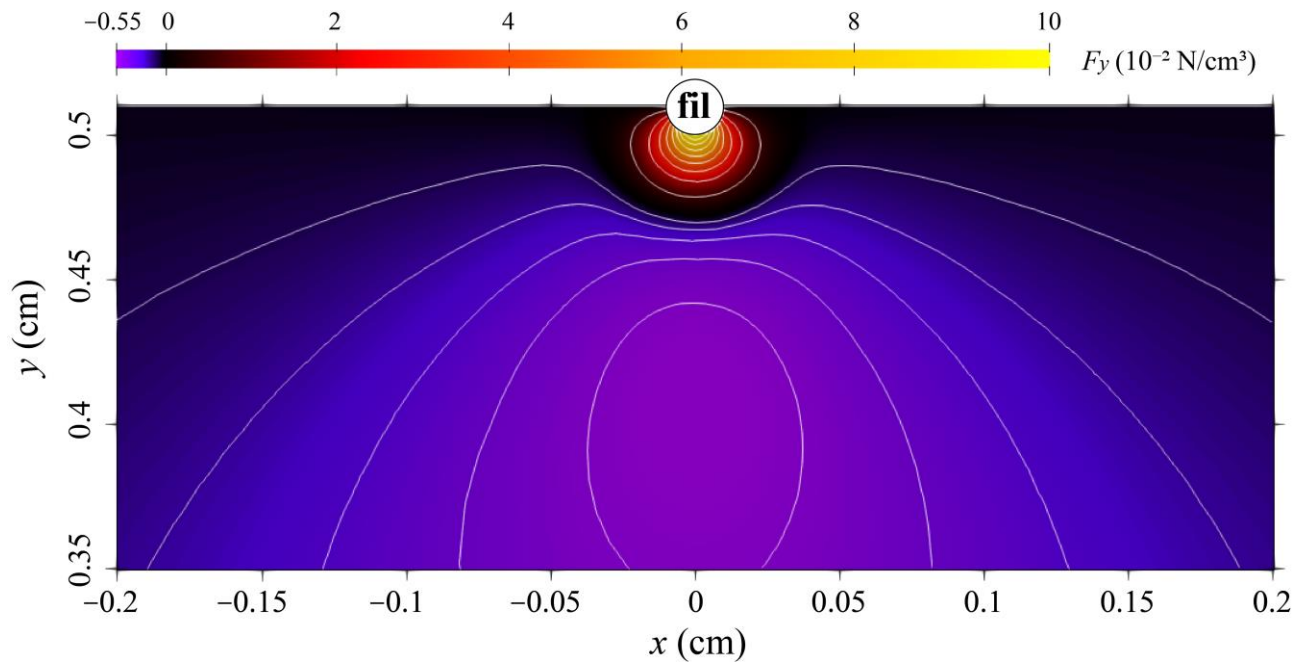


Figure IV.18 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$.

Comme il est mentionné précédemment, dans le cas de la décharge couronne négative la force électrique change de signe autour de la frontière où le coefficient d'attachement est égal à celui de l'ionisation : dans la zone de dérive, le fluide est poussé vers l'électrode plane, tandis que dans la zone d'ionisation, il est poussé vers le fil. Les lignes de contour fermées dans la région de dérive sont montrées sur les *Figure IV.16* et *Figure IV.18*, et indiquent que la force EHD atteint un maximum dans cette région.

Dans la section précédente nous avons mentionné que dans la zone d'ionisation la force EHD est dominée par les ions positifs alors que dans la zone de dérive elle est dominée par les ions négatifs. Entre ces deux zones (dans la région active) la force EHD est faible et devient nulle lorsque le coefficient d'ionisation est égal au coefficient d'attachement ($\alpha = \eta$), ce qui correspond à un champ électrique $E_L \approx 30 \text{ kV/cm}$. Maintenant, il est primordial de définir la largeur de chaque zone. La valeur du champ électrique $E_1 \sim 2E_L \approx 60 \text{ kV/cm}$ correspondant à une distance $r_1 \approx E_{or0}/E_1 \approx 200 \mu\text{m}$ peut être considérée comme une limite supérieure de la zone où la force EHD est dominée par les ions positifs ($N_p \gg N_n$ et $N_p \gg N_e$). Et la valeur du champ électrique $E_2 \sim E_L/2 \approx 15 \text{ kV/cm}$ correspondant à une distance $r_2 \approx E_{or0}/E_2 \approx 800 \mu\text{m}$ comme une limite inférieure de la zone où la force EHD est dominée par les ions négatifs ($N_n \gg N_p$ et $N_n \gg N_e$). Dans la première zone ($r < r_1$) et la troisième zone ($r > r_2$) le module de la force peut être calculée par la relation (III.48), mais entre ces deux zones où se situe la deuxième zone ($r_1 < r < r_2$), les ions positifs et négatifs contribuent en même temps à la force EHD et la relation (III.48) n'est plus valable.

IV.2.4 La vitesse du gaz

IV.2.4.1 Polarité positive

La *Figure IV.19* représente à 2D la distribution de la vitesse du gaz produite par la décharge de polarité positive, en incluant les lignes de courant.

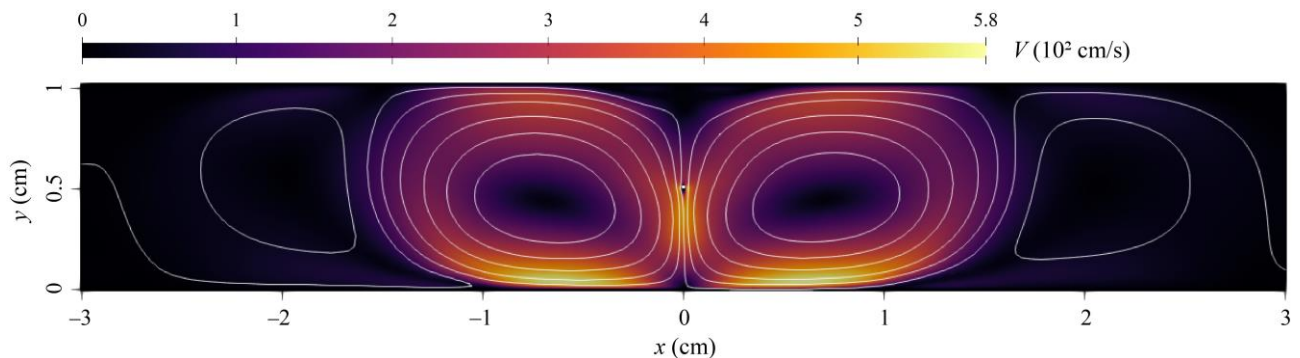


Figure IV.19 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées en couleur blanche. Le fil se situe au centre, parallèlement, entre les deux plaques.

Dans la polarité positive la force EHD est produite par les ions positifs dans presque tout l'espace inter-électrodes et le fluide est toujours poussé vers l'électrode plane. Donc la force EHD accélère le gaz à partir du fil vers l'électrode plane (ou la plaque inférieure). Arrivant à la plaque inférieure, le gaz est contraint de changer sa direction à cause de cette plaque, et il y aura la formation de deux tourbillons presque symétriques par rapport à l'axe oy ($x=0$) (*Figure IV.19*). Le centre de chaque tourbillon se situe à une distance d'environ $d-y = 0,1 \text{ cm}$ au-dessous du fil et à environ $x = \pm$

0,7 cm de chaque côté du fil. La vitesse maximale de l'air généré par la décharge électrique se situe dans l'espace inter-électrodes et elle est de l'ordre de 5.8 m/s.

Le zoom dans la région d'ionisation montre deux petits tourbillons juste au-dessous de fil (voir Figure IV.20). Ces deux petits tourbillons ont une origine hydrodynamique, puisqu'ils sont produits par le flux d'air descendant et venant du dessus du fil.

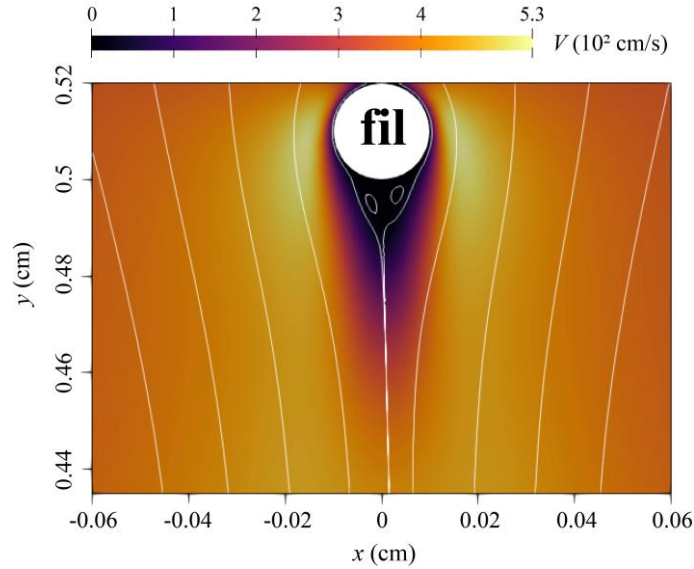


Figure IV.20 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées en couleur blanche.

Une expression analytique approchée de la vitesse du vent ionique près du fil peut être obtenue en faisant certaines simplifications. En supposant un écoulement stationnaire et en négligeant les effets visqueux et le gradient de pression, l'équation de Navier-Stokes se réduit à :

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = \mathbf{F} \tag{IV.1}$$

En négligeant la vitesse d'entrée et en utilisant des coordonnées bipolaires, cette équation peut être écrite le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$ ou $\sigma = \pi$) comme :

$$-\mathcal{V} \frac{dV}{dl} = -\frac{F}{\rho} \tag{IV.2}$$

où $dl = -S d\tau$. Ensuite, l'intégration de (IV.2) conduit à :

$$V = \left[-\int_{\tau_0}^{\tau} \frac{2F}{\rho} S d\tau \right]^{1/2} = \left[\frac{i(a/d)}{1.44\rho\mu_p} (\tau_0 - \tau) \right]^{1/2} = \left[\frac{i(a/d)}{1.44\rho\mu_p} \ln \frac{(a+d)(a-y)}{(a-d)(a+y)} \right]^{1/2} \tag{IV.3}$$

Le rayon du fil est très petit par rapport à la distance inter-électrodes, d'où nous prenons : $a \approx d + r_0$.

L'équation (IV.3) montre que la vitesse du gaz est proportionnelle à la racine carrée du courant électrique de la décharge couronne (par unité de longueur du fil) i , ce qui est en accord avec d'autres résultats [1], [4] qui ont utilisé la configuration pointe-plan et fil-plan, respectivement. De plus, cette relation met en évidence l'influence des paramètres géométriques sur la vitesse du vent électrique, comme le rayon du fil ou la distance inter-électrodes, et propose ainsi une dépendance spatiale de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie. A notre connaissance ce résultat est nouveau par rapport aux travaux mentionnés auparavant dans le chapitre II. Cependant, les hypothèses faites pour aboutir à l'équation (IV.3) ne sont pas valables près des deux électrodes, là où la vitesse du gaz s'annule, et l'effet visqueux du gaz devient important. La relation (IV.3) peut être aussi utilisée dans le cas où l'électrode plane présente une limite ouverte (une électrode grille par exemple), puisqu'aucune limite n'a été imposée à $\tau = 0$. Ce comportement de la vitesse peut être apprécié sur la *Figure IV.21*, où les solutions numériques et analytiques sont comparées. Comme prévu, après une valeur nulle sur le fil, la vitesse du vent ionique commence à croître lentement en s'éloignant du fil, mais cette croissance est plus lente près du fil, selon la solution exacte, en raison de l'effet de la viscosité. De même, dans la solution exacte, la vitesse obtenue diminue, au fur et à mesure, en s'approchant de l'électrode plane, tandis que la solution analytique prédit une vitesse légèrement croissante près de cette même électrode. Toutefois, l'importance de la solution analytique et de donner une estimation grossière de la vitesse du vent ionique dû à la force EHD créée entre les deux électrodes.

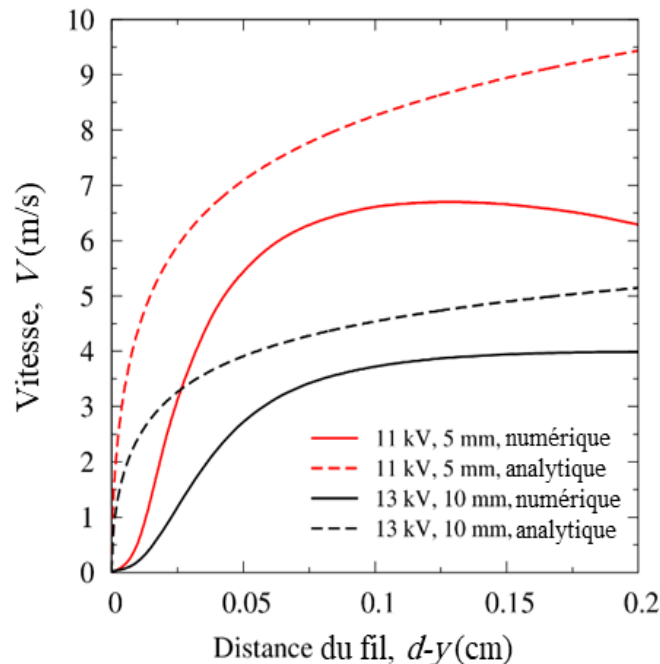


Figure IV.21 : Vitesse du vent ionique le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) au voisinage de l'anode pour deux tensions appliquées différentes et deux séparations inter-électrodes différentes : $\phi = 11$ kV, $d = 0,5$ cm (rouge) ; et $\phi = 13$ kV, $d = 1$ cm (noir). Solution numérique : courbes pleines ; approximation analytique : courbes en pointillés.

IV.2.4.2 Polarité négative

La *Figure IV.22* montre le profil de la vitesse du gaz produit, entre les deux plaques parallèles, par la décharge de polarité négative. Les lignes blanches représentent les lignes du courant.

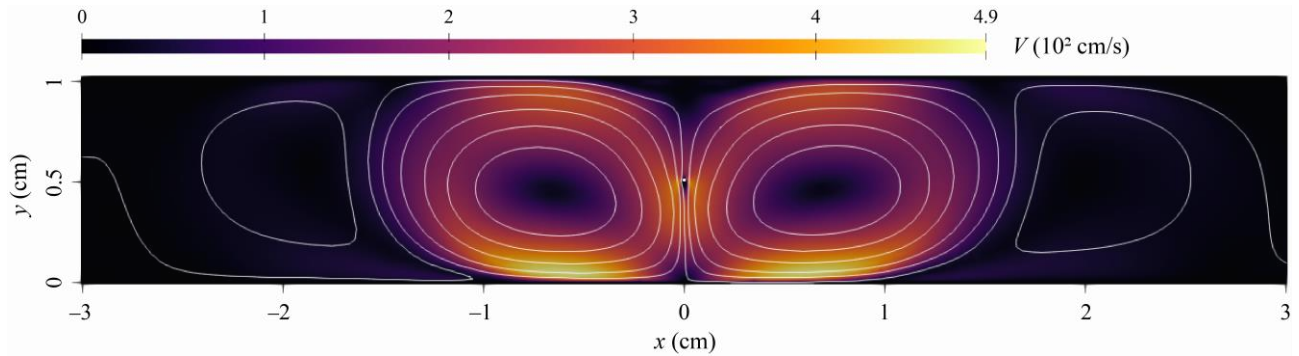


Figure IV.22 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées par des lignes blanches. Le fil se situe, parallèlement, au centre entre les deux plaques parallèles.

Dans le cas de la décharge couronne de polarité négative, l'épaisseur de la région d'ionisation est très faible, environ $200 \mu\text{m}$. Pour cette raison, le vent électrique est produit principalement dans la région de dérive, et il est toujours poussé vers l'électrode plane. Ce mouvement de fluide forme deux grands tourbillons dans l'espace inter-plaques parallèles (*Figure IV.22*). La vitesse maximale de l'air entre les deux plaques est de l'ordre 4.9 m/s . Cette valeur est inférieure à celle de la polarité positive. La raison est que la largeur de la région de dérive dans le cas de la polarité positive est supérieure à celle du cas de la polarité négative parce que la force EHD change de direction dans l'espace inter-électrodes dans le cas de la polarité négative. Ceci provoque la formation de deux petits tourbillons, juste au-dessous du fil (*Figure IV.23*). Par conséquent, le gaz est moins efficacement accéléré dans le cas de la polarité négative.

Un zoom détaillé de l'écoulement du gaz à proximité du fil (à l'intérieur de la région d'ionisation) est présenté dans la *Figure IV.23*.

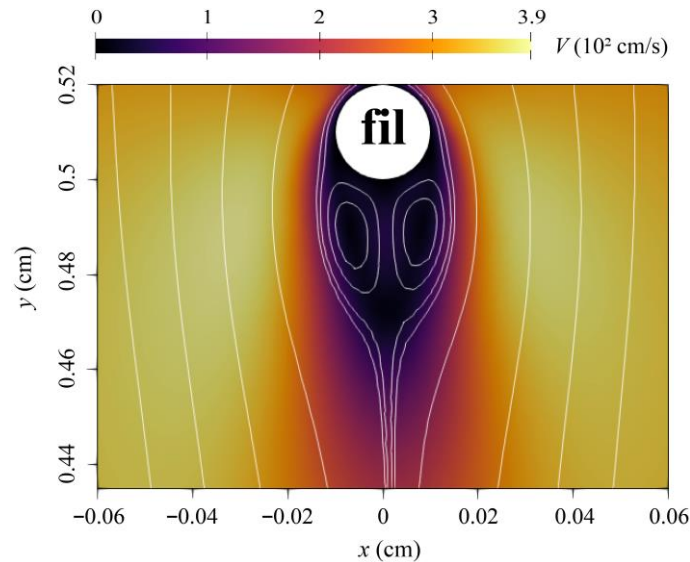


Figure IV.23 : Distribution spatiale à 2D de la grandeur de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -9 \text{ kV}$. Les lignes de courant sont indiquées par des lignes blanches.

Juste au-dessous du fil ces deux petits tourbillons ont leurs sens qui sont opposés à ceux des tourbillons montrés sur la *Figure IV.22*. Il est important de noter que la présence de ces tourbillons secondaires est une caractéristique intrinsèque de la décharge couronne négative, en raison de la structure de la région du plasma. Par exemple, dans une décharge couronne positive, la force EHD est toujours dirigée vers la plaque inférieure et ces tourbillons secondaires sont presque absents [134]. Il est important de noter, que la présence de ces deux tourbillons secondaires a été confirmée récemment dans le travail de Sara et al. [135]. La vitesse maximale de l'air, à côté du fil, est $V = 3,9 \text{ m/s}$.

IV.2.5 Comparaison entre les résultats des deux polarités

La deuxième partie de ce chapitre présente une comparaison entre les polarités positive et négative des résultats présentés précédemment, mais en considérant une tension différente $\phi = \pm 8 \text{ kV}$

IV.2.5.1 Le champ électrique

La *Figure IV.24* présente la distribution du champ électrique le long de l'axe de symétrie dans les deux cas : polarités positive et négative, pour une tension appliquée de $\phi = \pm 8 \text{ kV}$, qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur du fil de $30,11 \mu\text{A/cm}$ et de $-37,6 \mu\text{A/cm}$, respectivement. Le rayon du fil est $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et la distance entre les électrodes est $d = 0,5 \text{ cm}$.

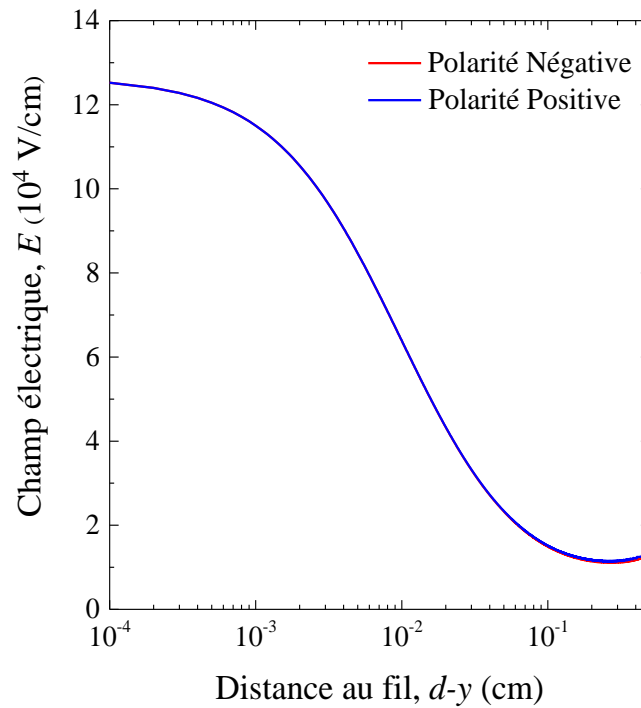


Figure IV.24 Profil du champ électrique, le long l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = -8 \text{ kV}$.

La Figure IV.24 représente la distribution du champ électrique le long de l'axe de symétrie dans les deux cas de polarités : positive et négative. La distribution du champ électrique est presque la même pour les deux polarités, de telle manière qu'elle donne, pratiquement, la même courbe de distribution sur la figure indiquée. La valeur du champ électrique sur le fil est la même pour les deux polarités, parce qu'elle est calculée, dans notre modèle, par la formule de Peek [121] qui donne la valeur de ce champ en fonction du rayon du fil, uniquement. Dans la région de dérive, la mobilité des ions pourrait affecter le champ électrique à travers le paramètre $c_i = 2j_T / \epsilon_0 \mu_i$ (voir la relation (III.32)), mais comme la mobilité des ions positifs et négatifs dans l'air est presque la même ($\mu_p = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ et $\mu_n = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$), la distribution du champ électrique est presque similaire dans les deux polarités.

IV.2.5.2 La densité des particules chargées

La Figure IV.25 montre la distribution des espèces chargées au sein de la décharge le long de l'axe de symétrie dans les deux cas de polarités : positive et négative ; pour une tension appliquée de $\phi = \pm 8 \text{ kV}$, une intensité de courant par unité de longueur de fil de $30,11 \mu\text{A}/\text{cm}$ (polarité positive) et de $-37,6 \mu\text{A}/\text{cm}$ (polarité négative), un rayon du fil $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et une séparation entre les électrodes $d = 0,5 \text{ cm}$.

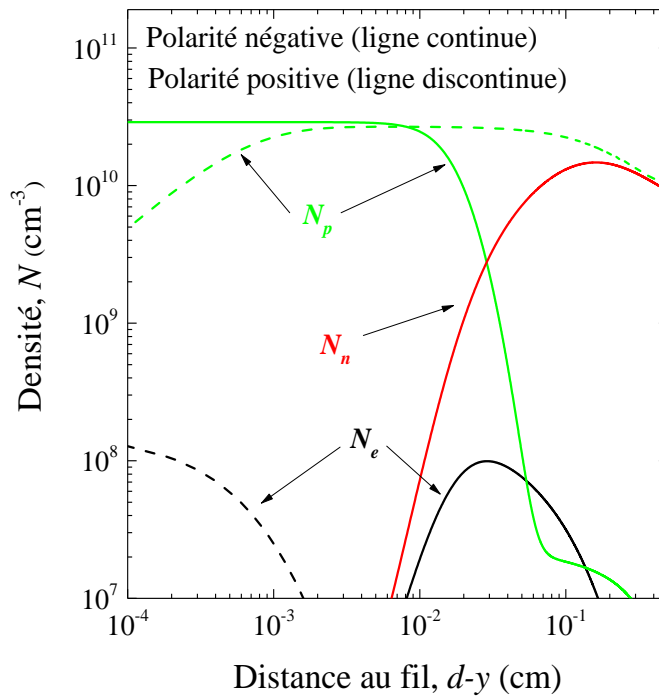


Figure IV.25 : Densités des espèces chargées (N_p : ions positifs, N_n : ions négatifs et N_e : électrons), le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5$ cm. (Ligne discontinue) Polarité positive, $\phi = + 8$ kV. (Ligne continue) Polarité négative, $\phi = - 8$ kV.

La densité électronique est faible par rapport à celle des ions dans les deux polarités, et sa valeur maximale est presque la même qu'elle que soit la polarité. Dans la zone de dérive, la densité des ions négatifs est importante dans la polarité négative, alors qu'elle est négligeable dans la polarité positive. Les ions positifs se trouvent dans presque tout l'espace inter-électrodes dans la polarité positive, tandis qu'ils ne se trouvent, majoritairement, que juste au voisinage du fil dans la polarité négative.

IV.2.5.3 La force électrique

La Figure IV.26 présente une comparaison entre la distribution de la force électrique (force EHD) totale (des électrons et celles des deux catégories d'ions : F_e , F_p et F_n) pour les deux polarités (positive et négative), le long de l'axe de symétrie.

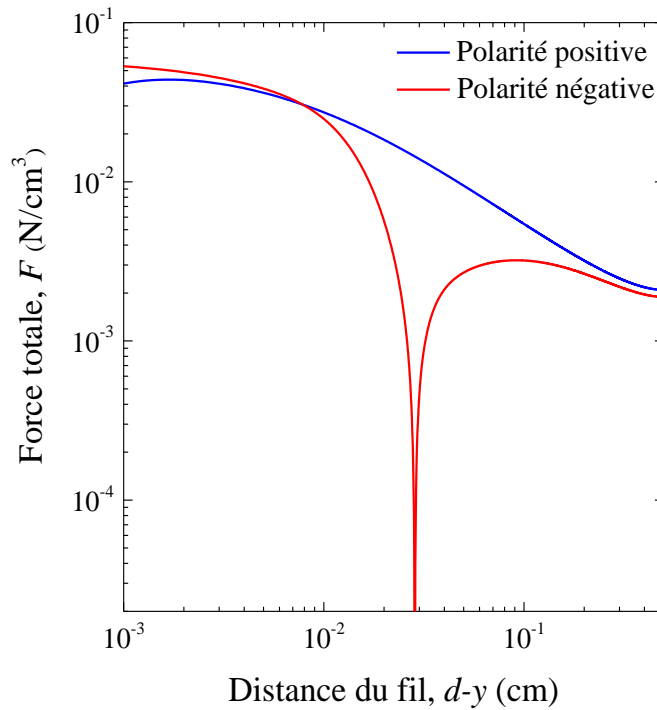


Figure IV.26 : Amplitude de la densité de la force EHD le long de l'axe de symétrie en fonction de la distance au fil, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. La densité de la force totale, F_{totale} , est représentée par une ligne bleue continue pour : (a) polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; et une ligne rouge continue pour : (b) polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

D'après cette figure, dans le cas de la polarité positive, la force électrique totale EHD est légèrement élevée au voisinage du fil, et elle est constamment dirigée vers l'électrode plane. En revanche, dans le cas de la polarité négative, la force électrique totale EHD change de signe dans la zone active : dans la zone d'ionisation elle est dirigée vers le fil, tandis que dans la zone de dérive, elle est dirigée vers l'électrode plane. Entre ces deux zones (dans la région active) la force EHD est faible et presque nulle.

Les Figure IV.27-Figure IV.29(a,b) illustrent d'une façon plus claire, et à 2D, la différence entre le profil de la force EHD et celui de ses deux composantes (F_x et F_y), dans les deux polarités : positive (a) et négative (a), respectivement.

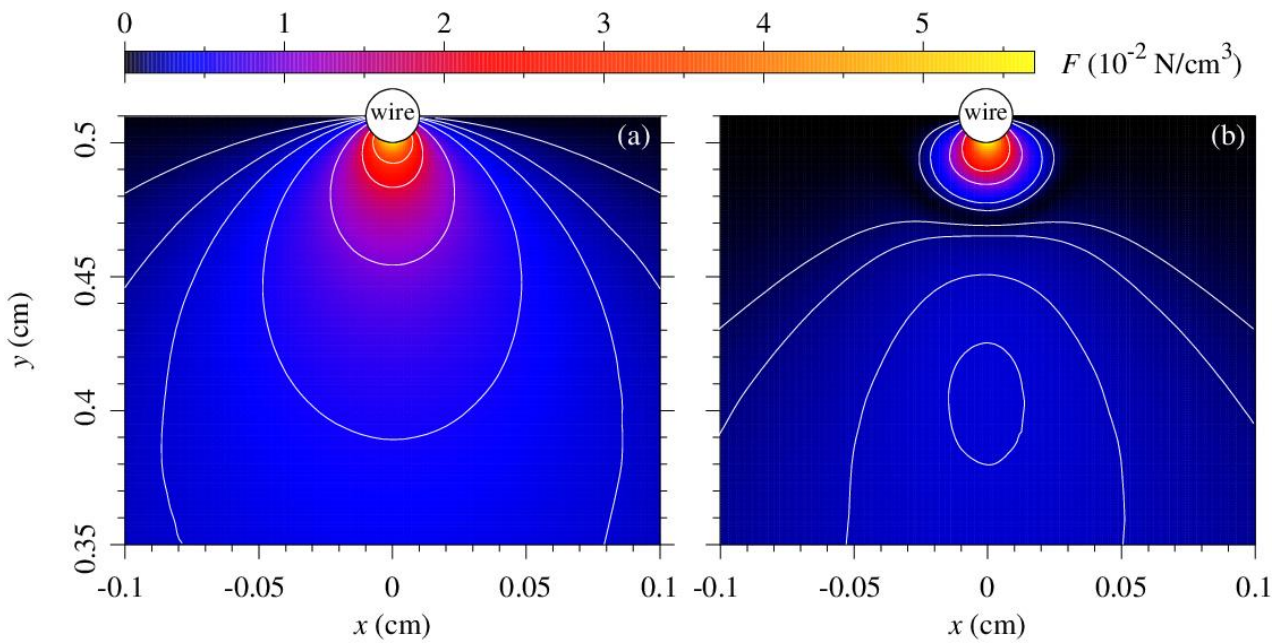


Figure IV.27 : Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

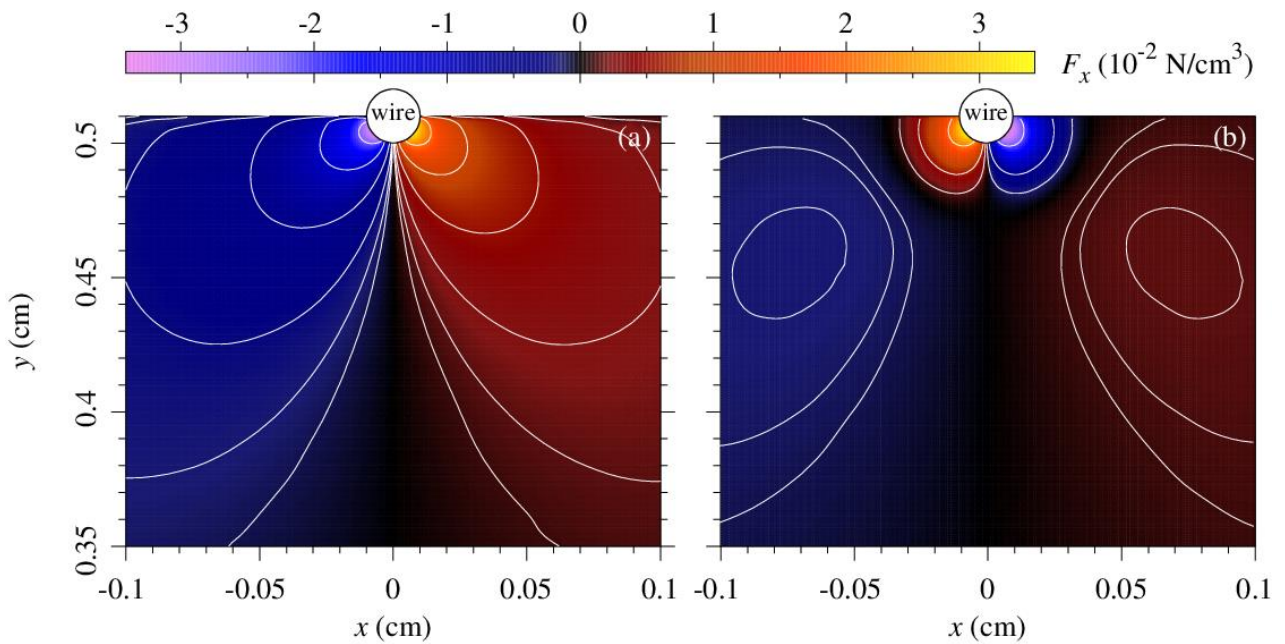


Figure IV.28 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_x de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive ; $\phi = +8 \text{ kV}$. (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

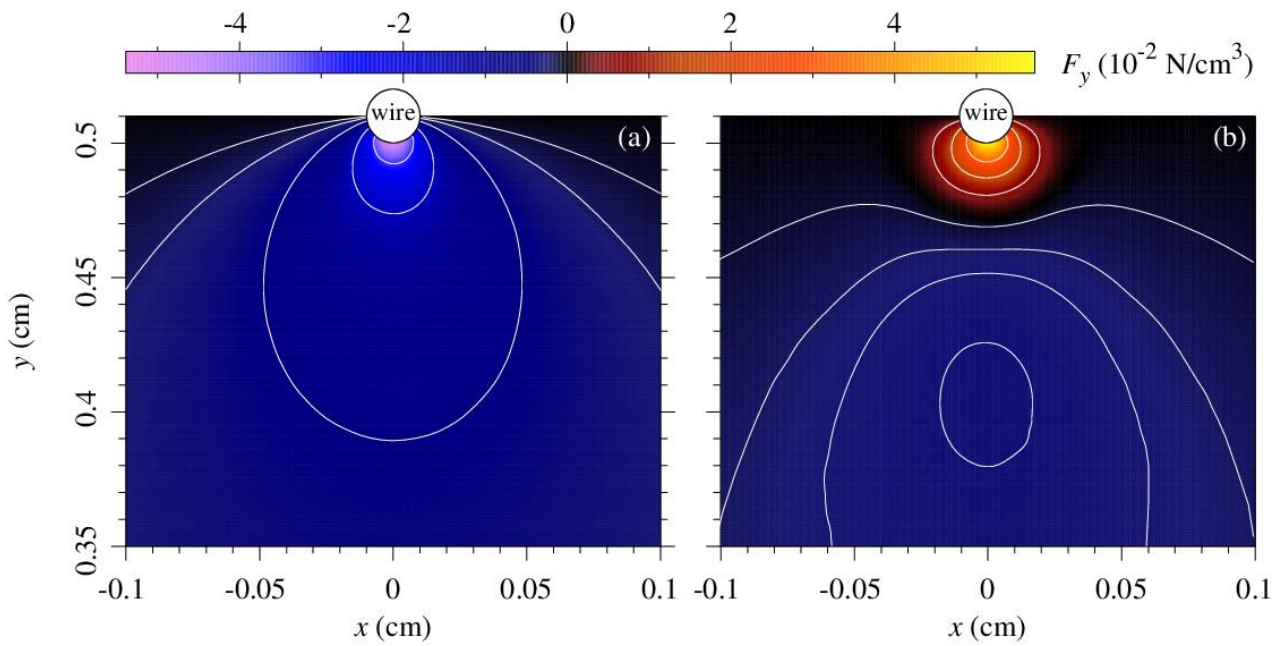


Figure IV.29 : Distribution spatiale à 2D de la composante F_y de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

IV.2.5.4 La vitesse du gaz

La Figure IV.30 montre une comparaison entre les distributions de vitesse du gaz produites par les décharges couronnes positive (Figure IV.30 (a)) et négative (Figure IV.30 (b)), respectivement.

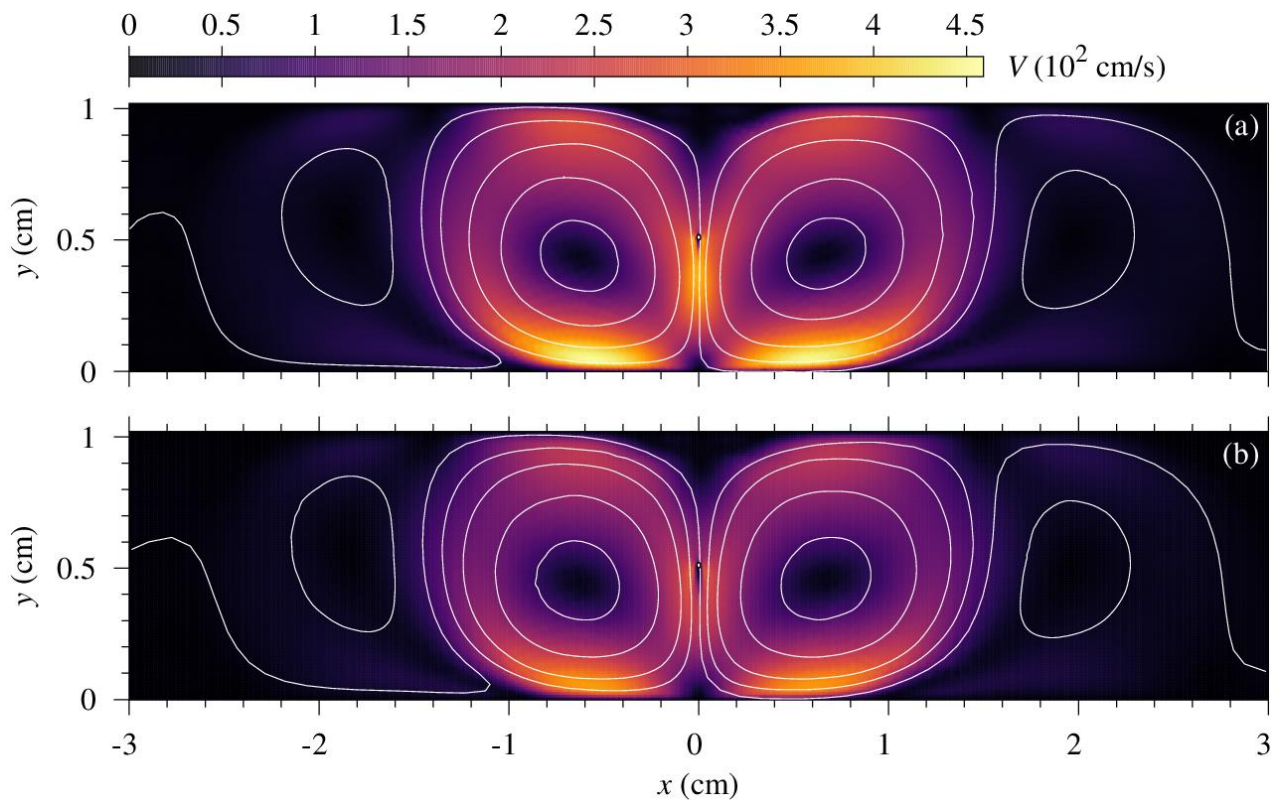


Figure IV.30 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

Le profil des vitesses est presque similaire pour les deux polarités, sauf au-dessous du fil. En outre, nous constatons que les valeurs des vitesses dans la polarité positive sont supérieures comparativement à celles de la polarité négative. Par exemple, la valeur de la vitesse maximale de l'air est d'environ $4,6 \text{ m/s}$ dans la décharge couronne positive, alors qu'elle n'est que d'environ $3,6 \text{ m/s}$ dans la décharge couronne négative. D'après Kozlov et Solovyov [136] la différence de vitesses entre les deux polarités est due au fait que la mobilité des ions positifs ($\mu_p = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$), dans la polarité positive, est inférieure à celle des ions négatifs ($\mu_n = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$), dans la polarité négative. En effet, selon nos résultats, le changement de signe de la force EHD dans l'espace inter-électrodes dans le cas de la polarité négative rend l'accélération du gaz moins importante. En conséquence, ce changement de signe de la force EHD est un autre paramètre qui doit être pris en compte pour expliquer la diminution de la vitesse du vent ionique dans le cas de la polarité négative. Signalons que, en outre, la différence entre les vitesses trouvées dans les deux polarités, qui est révélée par le modèle, est en bon accord avec l'expérience [136].

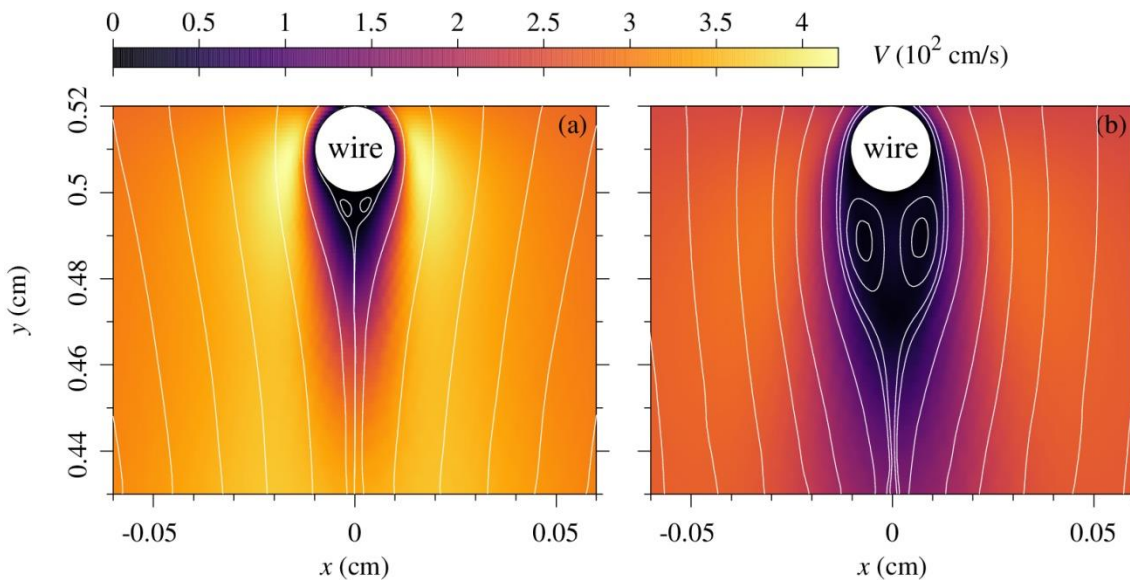


Figure IV.31 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +8 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -8 \text{ kV}$.

Un zoom plus détaillé de l'écoulement au-dessous du fil est montré sur la Figure IV.31. Comme il est bien connu, pour des valeurs modérées du nombre de Reynold, et lorsque nous avons un cylindre qui est en face d'un écoulement, il y aura la formation de deux petits tourbillons stables au voisinage de la face cachée où la face postérieure à l'écoulement. Ces deux petits tourbillons sont d'origine hydrodynamique [137]. Similairement, on peut s'attendre à la reproduction de ces deux tourbillons au-dessous du fil, dans le cas de la décharge couronne, en raison du courant dominant venant du dessus du fil.

Cependant, dans la décharge couronne positive, la charge d'espace est majoritairement positive, même au voisinage du fil, de sorte que le fluide soit toujours poussé vers l'électrode plane.

Ainsi, la taille et la vitesse de ces tourbillons sont fortement réduites par la force EHD (voir *Figure IV.31 (a)*). En revanche, dans la décharge couronne négative, une charge positive, qui est générée dans la zone d'ionisation (étalent d'environ $300 \mu\text{m}$ au-dessous du fil), et pousse le fluide vers le fil. En conséquence, la formation des deux tourbillons est plus favorisée et leurs tailles et vitesses sont beaucoup plus grandes que dans le cas de la décharge la couronne positive (*Figure IV.31 (b)*).

La *Figure IV.32* met en évidence la différence de vitesse induite par la force EHD le long de l'axe de symétrie entre une décharge couronne positive et une décharge couronne négative, pour la même configuration d'électrodes et la même tension appliquée.

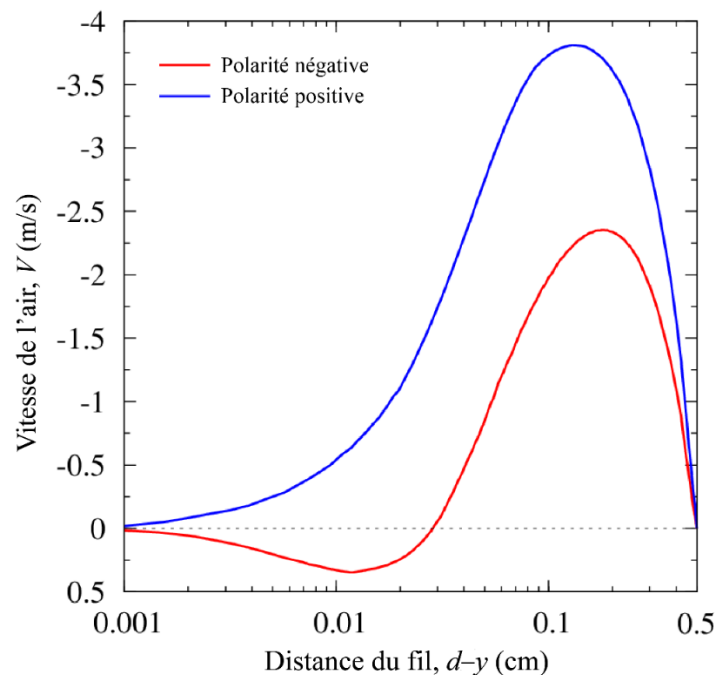


Figure IV.32 : Vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) dans le cas de la décharge couronne positive et celle négative, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = \pm 8 \text{ kV}$.

Le long de l'axe de symétrie ($x = 0$), la vitesse du gaz est nulle sur le fil et sur l'électrode plane, ce qui est une conséquence directe des conditions aux limites imposées aux électrodes. Cependant, la vitesse du vent électrique augmente rapidement et atteint une valeur maximale de l'ordre de $3,8 \text{ m/s}$ dans la polarité positive et de l'ordre de $2,3 \text{ m/s}$ dans la polarité négative. Ce point où la vitesse est maximale est plus proche du fil dans les deux polarités et est, légèrement, plus proche dans le cas de la polarité positive. Les valeurs de vitesses des particules du gaz prédites par le modèle sont inférieures de deux ordres de grandeur par rapport à celles de la vitesse des ions. Ceci permet de justifier l'approximation qui consiste à négliger l'interaction entre la décharge électrique couronne et l'écoulement du gaz [99].

IV.2.6 Étude paramétrique

Cette section porte sur l'étude de l'influence de la tension appliquée, de celle du rayon du fil et de celle de la distance inter-électrodes, sur la vitesse du vent électrique ; pour les deux polarités : positive et négative. Pour des raisons de simplification, nous montrerons, uniquement, les résultats révélés le long de l'axe de symétrie oy ($x=0$).

IV.2.6.1 Effet de la tension appliquée

La *Figure IV.33* montre le profil de la vitesse du vent électrique correspondant aux polarités positive et négative le long de l'axe de symétrie (oy) pour trois valeurs différentes de la tension appliquée (± 7 kV, ± 9 kV et ± 11 kV). Les intensités, du courant par unité de longueur, correspondantes à ces tensions sont, respectivement : $15,8 \mu\text{A/cm}$, $47,4 \mu\text{A/cm}$ et $91,1 \mu\text{A/cm}$ dans la polarité positive ; et $-19,7 \mu\text{A/cm}$, $-59,3 \mu\text{A/cm}$ et $-113,9 \mu\text{A/cm}$ dans la polarité négative. L'application de la tension fait naître le courant électrique et la force EHD et, d'après la relation (III.23), l'augmentation de la tension appliquée entraîne l'augmentation de l'intensité du courant électrique et fait croître aussi la force EHD, comme indiqué dans la relation (III.46). En conséquence, la croissance de la vitesse du fluide est liée à la croissance de la tension appliquée à travers l'augmentation de l'intensité du courant électrique (voir *Figure IV.33*), qui est accompagnée par l'augmentation de la force EHD.

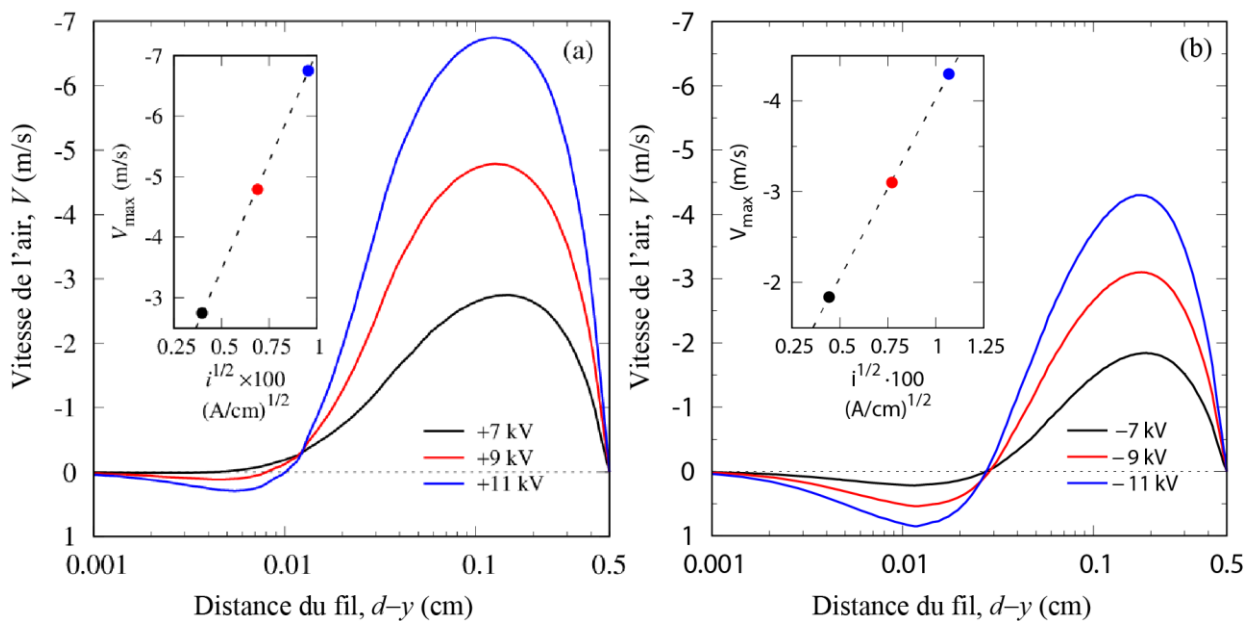


Figure IV.33 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a) et la polarité négative (b) pour trois valeurs différentes de la tension appliquée : $\phi = \pm 7, \pm 9$ et ± 11 kV. Rayon du fil : $r_0 = 100 \mu\text{m}$, séparation inter-électrodes : $d = 0,5$ cm.

Dans le cas de la décharge couronne positive (*Figure IV.33 (a)*), la vitesse d'écoulement augmente très rapidement au-delà de $100 \mu\text{m}$ du fil : plus la tension appliquée est élevée, plus le gradient de vitesse est grand. Par ailleurs, au voisinage du fil, la vitesse des deux petits tourbillons augmente avec la tension appliquée. Ceci est dû à l'augmentation du transfert de la quantité de mouvement des tourbillons principaux aux petits tourbillons secondaires en augmentant la tension appliquée. Comme expliqué précédemment, dans le cas de la polarité positive, ces deux tourbillons secondaires ont une origine hydrodynamique. Ceci est confirmé par le fait que la longueur de la région de circulation de ces deux tourbillons est plus large lorsque le nombre de Reynolds R_e augmente [137].

Aux basses tensions, les deux tourbillons ont tendance à disparaître. Au contraire, dans la polarité négative, la vitesse de l'air est, toujours, dirigée vers le fil, dans une zone de largeur d'environ $300 \mu\text{m}$ et vers l'électrode plane dans le reste de l'espace inter-électrodes. Lorsque la tension appliquée augmente la vitesse du gaz augmente plus rapidement dans la région du plasma que dans la région de dérive : le rapport entre les vitesses maximales (vitesse dans la région du plasma / vitesse dans la région de dérive) est d'environ 11% pour -7 kV , et augmente jusqu'à 21% pour -9 kV . Enfin, et contrairement à la décharge couronne positive, le point pour lequel la vitesse du fluide change de signe est indépendant de la tension appliquée.

Différentes publications [1], [97], [136], [138], [139] montrent la dépendance linéaire de la vitesse du vent électrique avec la racine carrée du courant de la décharge. Cette dépendance est confirmée par notre modèle, comme le montrent la *Figure IV.33*.

Puisque la vitesse du vent ionique est affectée par la force EHD, nous avons tracé le profil du module de la force EHD pour les trois tensions appliquées dans les deux polarités. (*Figure IV.34*)

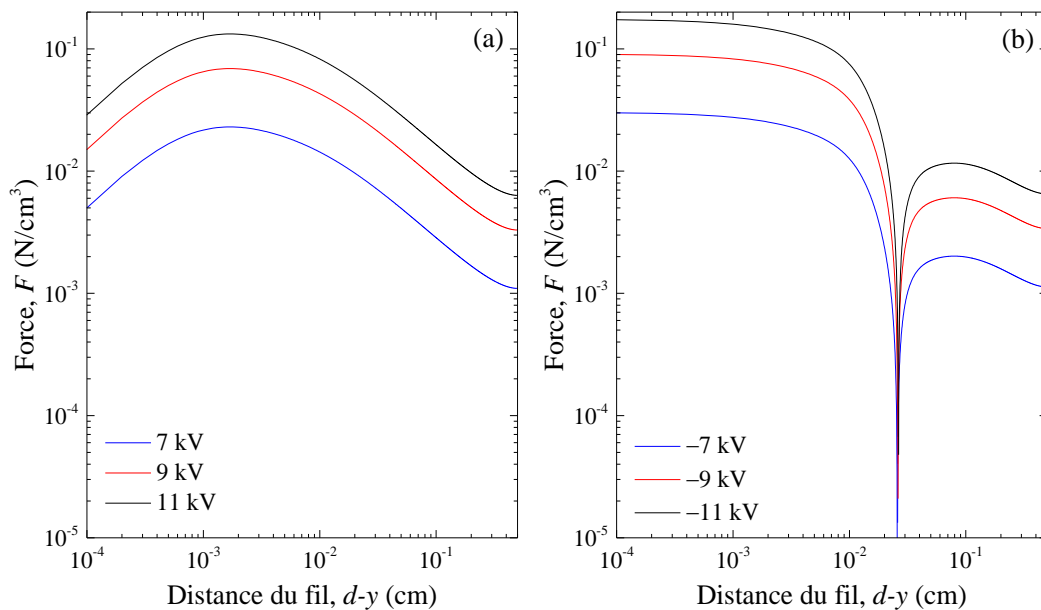


Figure IV.34 : Le module de la force EHD le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a) et la polarité négative (b) pour trois valeurs différentes de la tension appliquée : $\phi = \pm 7, \pm 9$ et $\pm 11kV$. Rayon du fil : $r_0 = 100 \mu m$, séparation inter-électrodes : $d = 5 mm$.

Lorsque la tension ϕ augmente, la force EHD devient importante dans les deux polarités. Par exemple le maximum de l'intensité de la force EHD, dans la polarité positive, passe de 2.3×10^{-2} à $13.1 \times 10^{-2} N/cm^3$, quand la tension appliquée passe de $7kV$ à $11kV$. Cette augmentation est due à l'augmentation de la densité des charges (N_p, N_e, N_n), comme le montre l'équation (III.45). Les ions positifs et les électrons sont produits via le processus d'ionisation dans l'espace inter-électrodes. Cependant, les ions négatifs sont produits via le processus d'attachement dans le même espace. Les coefficients d'ionisation et d'attachement varient proportionnellement avec le champ électrique, qui est, lui-même, lié à la tension appliquée par l'équation de Poisson (équation (III.4)). Comme nous l'avons expliqué précédemment, dans la polarité positive, la force EHD qui pousse le fluide vers le plan est entièrement générée par les ions positifs. En revanche, dans la polarité négative, la force EHD pousse le fluide en deux directions opposées : vers le fil dans la zone d'ionisation, et vers la plaque dans la région de dérive, à cause de la différence de la densité des ions dans les deux zones, où la densité des ions positifs est prépondérante dans la zone d'ionisation ; et celle des ions négatifs est prépondérante dans la zone de dérive.

IV.2.6.2 Effet du rayon de fil

L'effet du rayon du fil sur la vitesse du vent électrique est illustré sur la Figure IV.35 pour une tension appliquée de $\pm 7 kV$ et une distance inter-électrodes de $0,5 cm$. Trois valeurs du rayon du fil ont été considérées : $50 \mu m$, $100 \mu m$ et $150 \mu m$.

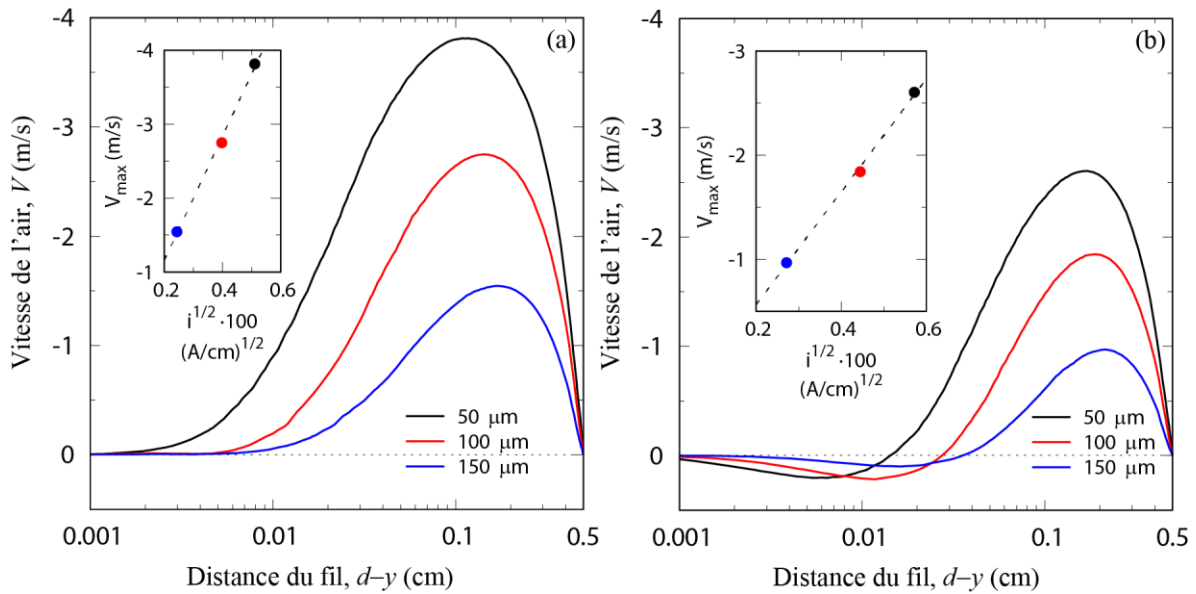


Figure IV.35 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) : dans la polarité positive (a), $\phi = 7$ kV et dans la polarité négative (b), $\phi = -7$ kV ; pour trois valeurs différentes du rayon du fil : $r_0 = 50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Séparation inter-électrodes : $d = 0,5$ cm.

Les intensités de courant électrique par unité de longueur correspondant aux rayons mentionnés ci-dessus (50, 100 et 150 μm) sont respectivement 26,1 $\mu\text{A/cm}$, 15,8 $\mu\text{A/cm}$ et 5,89 $\mu\text{A/cm}$ pour la polarité positive et, respectivement, $-32,7 \mu\text{A/cm}$, $-19,7 \mu\text{A/cm}$ et $-7,36 \mu\text{A/cm}$, pour la polarité négative. D'après la loi de Peek [123], le rayon du fil affecte à la fois, le champ électrique sur la cathode $E_0 = 29.8 \times \left(1 + 0.301 / \sqrt{r_0}\right)$ kV/cm et la tension de claquage de la décharge électrique (relation (III.24)). Par exemple, pour une tension appliquée fixe, la diminution du rayon de fil entraîne la diminution de la tension de claquage de la décharge couronne et, en conséquence, plus de courant traverse l'espace inter-électrodes. Par conséquent, lorsque le rayon du fil est plus petit, l'intensité du courant, la force EHD et, bien sur la vitesse du vent électrique sont plus grandes. Ce comportement est confirmé par les résultats donnés dans la Figure IV.35 : la valeur de la vitesse du vent électrique a plus que doublé, dans la région de dérive, pour les deux polarités positive et négative, lorsque le rayon du fil est réduit de 150 μm à 50 μm . Il faut noter que la dépendance linéaire de la vitesse du vent électrique avec la racine carrée du courant électrique est toujours vérifiée pour les trois valeurs du rayon de fil (voir Figure IV.35).

La variation du rayon du fil affecte également la vitesse d'écoulement dans le voisinage proche du fil. Puisque le nombre de Reynolds est proportionnel au diamètre du fil, l'augmentation du rayon du fil favorise une région de circulation du gaz plus large au-dessous du fil. Dans le cas de la polarité positive (Figure IV.35(a)), la largeur de la zone de formation de petits tourbillons est faible, mais elle croît avec la croissance du rayon du fil. Dans le cas de la polarité négative, un facteur supplémentaire

rentre en jeu et qui affecte largement l'action de la force EHD. D'après (relation (III.44)), la limite extérieure de la couche d'ionisation se situe aux alentours de la distance du fil $r_L = r_0 E_0 / E_L$ où E_L est le champ électrique pour lequel le coefficient d'ionisation est égal à celui de l'attachement. Ainsi, le largueur de la région d'ionisation $r_0(E_0/E_L - 1)$ devient plus grande lorsque le rayon du fil est plus grand. En conséquence, il y a un élargissement de cette zone (où la force électrique et le mouvement de l'air sont dirigés vers le fil) quand le rayon du fil est grand (voir *Figure IV.35(b)*). La vitesse maximale du gaz dans cette zone est similaire dans le cas du rayon de fil de $50 \mu\text{m}$ et de $100 \mu\text{m}$, mais elle est plus grande que celle du cas où le rayon du fil est de $150 \mu\text{m}$.

Comme il est illustré dans la *Figure IV.36*, le module de la force EHD est inversement proportionnelle au rayon du fil, et cela est expliqué mathématiquement par la relation analytique (III.48).

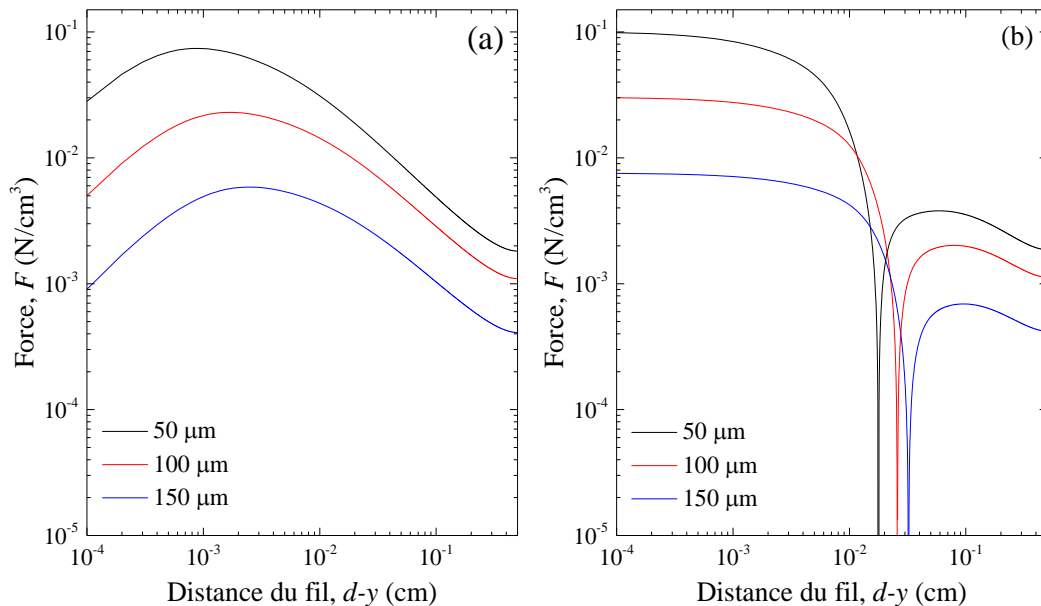


Figure IV.36 : Le module de la force EHD le long de l'axe de symétrie oy ($x = 0$) dans la polarité positive (a), $\phi = 7 \text{ kV}$; et dans la polarité négative (b), $\phi = -7 \text{ kV}$; pour trois valeurs différentes du rayon de fil : $r_0 = 50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Séparation inter-électrodes : $d = 0,5 \text{ cm}$.

IV.2.6.3 Effet de la distance inter-électrodes

La *Figure IV.37* montre l'effet de la distance inter-électrodes sur la vitesse de l'air (où vent électrique) le long de l'axe oy . Trois valeurs de cette distance inter-électrodes ont été choisies ($0,5 \text{ cm}$, $0,75 \text{ cm}$ et 1 cm). La tension appliquée est de $\pm 7 \text{ kV}$ et le rayon de fil est de $100 \mu\text{m}$.

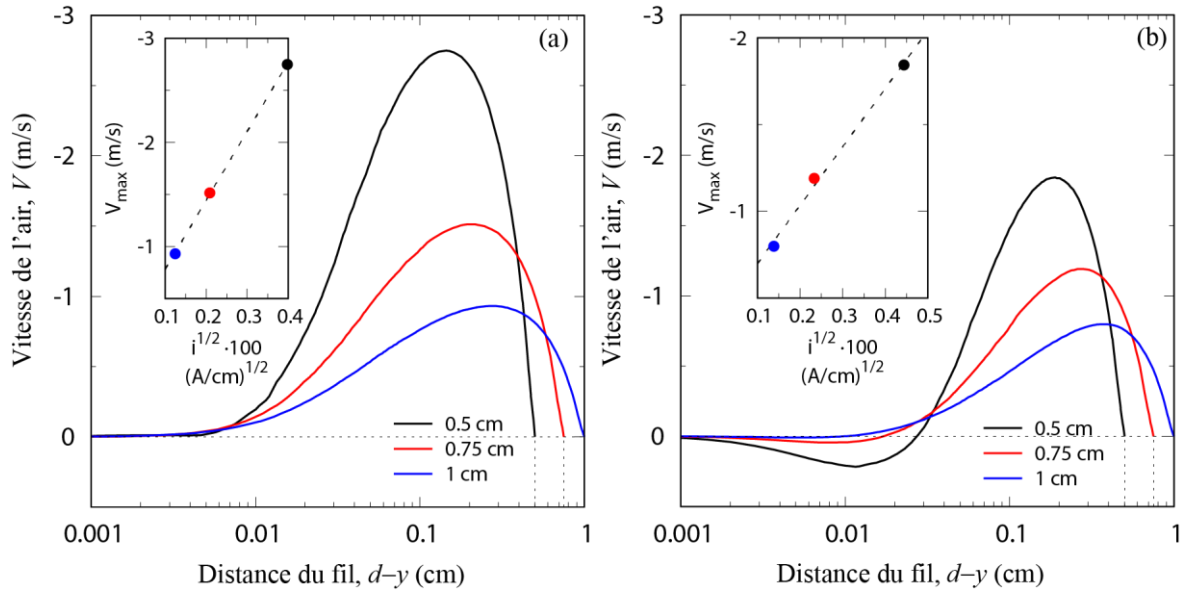


Figure IV.37 : Amplitude de la vitesse du gaz le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) en (a) polarité positive, $\phi = 7 \text{ kV}$, et (b) polarité négative, $\phi = -7 \text{ kV}$, pour trois valeurs différentes de la séparation inter-électrodes: $d = 0,5, 0,75$ et 1 cm . Rayon du fil: $r_0 = 100 \mu\text{m}$.

Comme il a été expliqué précédemment, la tension critique de claquage de la décharge couronne $\phi_{onset} \approx E_0 r_0 \ln(2d / r_0)$, est également affectée par la distance inter-électrodes. Lorsque la distance inter-électrodes augmente, la tension de claquage de la décharge couronne augmente et, par conséquent, moins de courant circule. Dans le cas présent, les courants par unité de longueur correspondant aux distances inter-électrodes choisies sont, respectivement, $15,8 \mu\text{A/cm}$, $4,36 \mu\text{A/cm}$ et $1,53 \mu\text{A/cm}$ pour la décharge couronne positive et, respectivement, $-19,7 \mu\text{A/cm}$, $-5,45 \mu\text{A/cm}$ et $-1,92 \mu\text{A/cm}$, pour la décharge couronne négative. La réduction de l'intensité du courant électrique signifie l'existence d'une force EHD plus faible comme le montre la Figure IV.38 et, évidemment, une diminution de la vitesse des particules de gaz dans la région de dérive, comme il est indiqué sur la Figure IV.37. Par exemple, lorsque la distance inter-électrodes est doublée la vitesse du gaz diminue d'environ trois fois dans la région de dérive pour la polarité positive, et de deux fois pour la polarité négative. Pour les deux polarités, la vitesse maximale du gaz ainsi que sa position accroissent lorsque la distance inter-électrodes décroît. Comme cité dans les cas précédents, la vitesse d'écoulement maximale est toujours proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du courant électrique (voir la Figure IV.37).

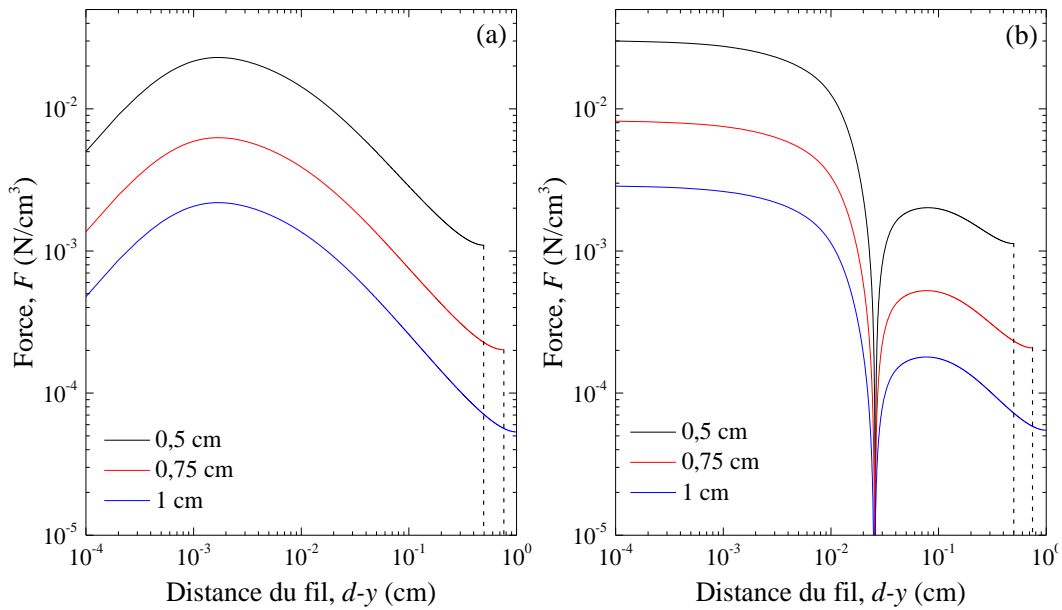


Figure IV.38 : Le module de la force EHD le long de l'axe de symétrie ($x = 0$) en (a) polarité positive, $\phi = 7$ kV, et (b) polarité négative, $\phi = -7$ kV, pour trois valeurs différentes de la distance inter-électrodes : $d = 0,5, 0,75$ et 1 cm. Rayon du fil: $r_0 = 100$ μm .

Dans le cas de la décharge couronne négative, les tourbillons secondaires qui se situent au-dessous du fil sont fortement affectés par la distance inter-électrodes, bien que, selon la loi de Peek [123] le champ électrique sur la surface du fil n'est pas affecté par le changement de la distance inter-électrodes. Mais plutôt, la raison de cet effet est que le champ électrique dans la région de dérive dépend de la distance inter-électrodes. Comme conséquence, l'augmentation de la distance inter-électrodes entraîne la diminution de l'intensité du courant, la densité des électrons, la densité des ions et la force EHD dirigée vers le fil. L'augmentation de la vitesse du vent électrique autour du fil quand la distance inter-électrodes est plus courte affaiblit la circulation du gaz au-dessous du fil, ainsi la zone de formation de petits tourbillons devient plus faible. Par exemple, comme il est illustré sur la Figure IV.37(b), la zone de circulation du gaz devient négligeable pour une distance inter-électrodes de 1 cm, car le gaz se dirige constamment vers la plaque.

IV.3 Validations de la partie hydrodynamique

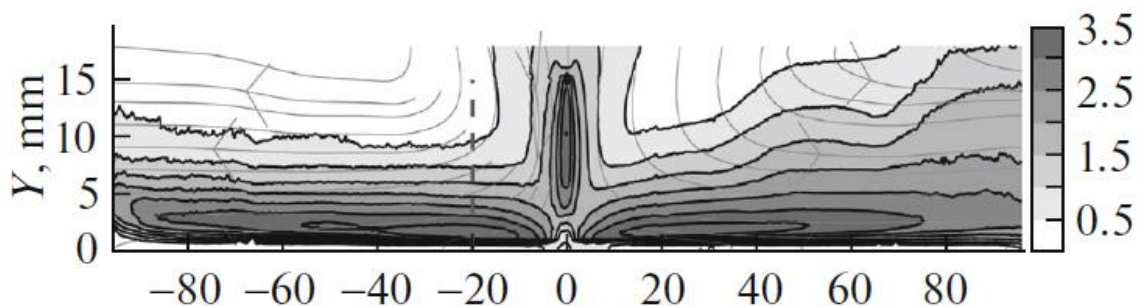
Dans cette partie, les résultats de la modélisation sont comparés aux mesures expérimentales de Elagin et al. [10] pour une configuration d'électrodes 'fil-plan'. Elagin et al [10] ont utilisé la méthode de la vélocimétrie par image de particule (PIV) pour visualiser l'écoulement, et le but de leur étude était l'amélioration du refroidissement en utilisant le vent électrique. Dans leur expérience, l'électrode plane a été placée horizontalement au-dessous du fil et puis elle a été chauffée à une température constante d'environ 363 K. Dans notre modèle on ne considère pas l'échauffement de l'électrode plane, étant donné que la vitesse du gaz due à la convection naturelle était très faible par

rapport à celle produite par le vent électrique. Donc, les valeurs de vitesses mesurées par la technique PIV sont essentiellement dues au mouvement du gaz induit par la force EHD. Dans l'expérience de Elagin et al. [10], la décharge couronne négative était caractérisée par la présence des taches (points) localisées le long de la surface du fil, ce qui, n'est pas compatible avec nos hypothèses. En effet, les jets de particules induites par ces points localisés ont entraîné un mouvement instable et chaotique du gaz, difficile à étudier. Pour cette raison, la comparaison avec l'expérience sera limitée uniquement au cas de la polarité positive de la décharge couronne où la décharge est homogène et uniforme le long du fil conformément à l'expérimentation de Elagin et al. [10].

Donc, afin de modéliser l'expérience de Elagin et al, la plaque supérieure dans notre configuration (*Figure IV.39*) a été supprimée. Et la condition au limite au niveau de cette plaque sera remplacée par la condition de limite ouverte, où la pression est supposée être égale à la pression atmosphérique. Il faut marquer que ces modifications dans la configuration de la cellule de décharge n'affectent pas la validité de l'expression de la force EHD obtenue (relation (III.48))

La *Figure IV.39* montre les résultats de la simulation du modèle correspondant en considérant les données des mêmes conditions expérimentales que celles de Elagin et al. Les paramètres de la simulation sont: la tension appliquée de 13,5 kV, le rayon du fil de 50 μm , la distance inter-électrodes de 1.5 cm et la longueur du fil de 11 cm. Le profil de la vitesse du vent électrique obtenu est en accord avec les observations expérimentales d'Elagin et al : Il y'a une zone d'accélération du gaz au-dessous du fil, une zone d'écoulement uniforme au centre de l'espace inter-électrodes et une zone de décélération du gaz où l'écoulement change de direction. Une comparaison quantitative entre les mesures expérimentales et la simulation de la vitesse maximale du vent électrique est présentée dans le

Tableau IV.2. On note un excellent accord avec les mesures expérimentales.



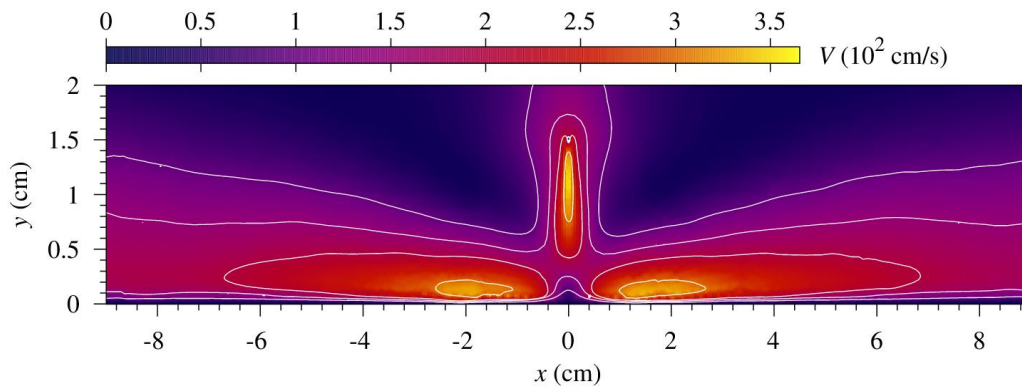


Figure IV.39 : Distribution spatiale à 2D de la vitesse du gaz correspondant à une décharge couronne positive entre un fil et un plan dans un canal ouvert. Les lignes de courant sont dessinées en lignes blanches : $r_0 = 50 \mu\text{m}$, longueur du fil : $w = 11 \text{ cm}$, $d = 1,5 \text{ cm}$, tension appliquée : $\phi = +13,5 \text{ kV}$, intensité du courant : $i = 230 \mu\text{A}$.

$d \text{ (cm)}$	$\phi \text{ (kV)}$	$I \text{ (}\mu\text{A)}$	$V_{\text{max}} \text{ (m/s)}$	
			modele	experimental [10]
1.5	13.5	230	3.65	3.5
4	26	110	2.74	2.75

Tableau IV.2 Valeurs de la vitesse maximale du vent ionique dans le cas de la décharge couronne positive pour une configuration d'électrodes fil-plan ($r_0 = 50 \mu\text{m}$ et sa longueur $w = 11 \text{ cm}$). Comparaison entre la modélisation et les expériences.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de la modélisation du vent électrique produit par une décharge électrique couronne positive et négative. Les résultats montrent que la structure de la région du plasma de la décharge couronne a un effet significatif sur le mouvement EHD du gaz. Dans le cas de la décharge couronne positive, la charge d'espace négative est négligeable autour du fil.

Par conséquent, la force électrique est générée uniquement par la charge positive et elle est dirigée vers l'électrode plane dans tout l'espace inter-électrodes. Malgré cela, deux petits tourbillons sont observés sous le fil, avec des vitesses de recirculation opposées à celles du gros tourbillon adjacent. Ces deux petits tourbillons ont une origine hydrodynamique, puisqu'ils sont produits par le flux d'air descendant venant du dessus du fil. Cependant, la force électrique, dirigée toujours vers la plaque, a tendance à amortir ces deux petits tourbillons. En revanche, dans la décharge couronne négative, la force EHD est dirigée vers le fil dans la région du plasma, ce qui aide à soutenir et renforcer les deux petits tourbillons générés sous le fil. En conséquence, la longueur effective le long de laquelle le fluide est accéléré vers l'électrode plane est plus petite en le comparant à celle de la polarité positive. Pour cette raison, la vitesse du vent électrique observée dans la décharge couronne négative est plus petite que celle de la décharge couronne positive, même si le courant de la polarité négative est plus élevé que celui de la polarité positive. La formation des deux petits tourbillons, dans

le cas de la décharge couronne négative, a été mise en évidence par notre modèle pour la première fois. Les résultats de la simulation ont été comparés aux mesures expérimentales dans le cas d'une décharge couronne positive et un bon accord a été trouvé.

L'intensité du vent électrique est affectée par la tension appliquée, le rayon du fil et la distance inter-électrodes. Pour tous ces paramètres, la vitesse maximale du vent dans la zone de dérive (uniquement) dépend de la racine carrée de l'intensité du courant électrique, ce qui est en accord avec les observations expérimentales.

V.1 Introduction.....	109
V.2 Résultats et Discussion.....	109
V.2.1 Distributions de vitesses.....	110
V.2.2 Distribution spatiale des radicaux atomiques.....	111
V.2.3 Distribution spatiale de l’ozone (O ₃).....	114
V.2.4 Distribution spatiale des NO _x	117
V.2.4.1 Distribution spatiale du monoxyde d'azote (NO)	117
V.2.4.2 Distribution spatiale du dioxyde d'azote (NO ₂).....	120
V.2.4.3 Distribution spatiale du trioxyde d'azote (NO ₃)	123
V.3 Conclusion.....	126

CHAPITRE V

Résultats et Discussion

Dans ce chapitre nous allons présenter les distributions spatiales de la vitesse du vent ionique et des différentes espèces neutres (O, N, O₃, NO, NO₂, NO₃) produites par une décharge électrique couronne positive à courant continu dans l'air sec, pour une géométrie d'électrodes 'fil-plan'. Pour déceler le rôle du vent électrique sur l'activité chimique pendant la décharge électrique, les résultats sont montrés sans et avec la considération de l'effet du vent électrique et cela pour deux valeurs de la vitesse d'entrée du gaz 'air' (10 cm/s et 100 cm/s).

V.1 Introduction

Durant ces dernières années une attention particulière a été apportée à la réactivité des gaz par décharge électrique. Cependant, à notre connaissance, l'effet de l'écoulement EHD sur la distribution spatiale des espèces chimiques générées dans une décharge couronne n'a jamais été simulé numériquement. Le plus souvent, les espèces chimiques sont supposées être extraites du réacteur, imposant ainsi un écoulement externe qui fait que l'effet du vent ionique est négligé. Par exemple, en utilisant cette approche, Chen et Davidson [112] ont calculé le taux de production d'ozone et des oxydes d'azote dans de l'air pour une géométrie d'électrodes 'plan-fil-plan'. De même, Yanallah et al. [117] ont simulé la production d'ozone à l'aide d'un modèle semi-analytique de décharge couronne positive dans un réacteur de configuration 'fil-plan'.

Dans le présent travail, ces études antérieures seront étendues, en intégrant l'effet de l'écoulement EHD généré par la décharge électrique couronne, dans les équations du modèle (voir chapitre III). En effet, à travers cette approche, l'effet de l'écoulement tourbillonnaire dû au vent électrique sur les distributions spatiales des espèces chimiques générées pendant la décharge électrique, sera examiné.

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le troisième chapitre, et afin de déterminer le profil de vitesses dans le réacteur couronne 'fil-plan', la force EHD dans l'équation de Navier-Stokes est évaluée en utilisant une approximation semi-analytique ; ce qui a permis de réduire, considérablement, l'effort de calcul, car l'équation de Poisson et les équations de continuité, pour les particules chargées, n'ont pas été résolues directement (numériquement). Ainsi, la vitesse obtenue du gaz, a été injectée dans les équations de continuité des espèces neutres pour calculer leurs distributions spatiales. Les termes sources dans les équations de continuité des espèces neutres sont évalués en se basant sur la cinétique chimique de Chen et Davidson [112], qui est validée expérimentalement.

V.2 Résultats et Discussion

Le calcul a été réalisé pour une tension appliquée de $\phi = 11kV$, un rayon du fil de $r_0 = 100 \mu m$ et pour une distance inter-électrodes 'fil-plaque' de $d = 0,5cm$ (voir Figure V.1). Afin d'avoir une idée claire concernant l'effet du mouvement induit par le vent électrique sur les distributions spatiales des espèces chimiques, trois situations différentes ont été modélisées numériquement : (a) une vitesse d'entrée du gaz 'air' dans le réacteur égale à $10 cm/s$, sans considérer l'effet de la force EHD ; (b) une vitesse d'entrée du gaz égale à $10 cm/s$ avec effet de la force EHD ; et (c) une vitesse d'entrée du gaz égale à $100 cm/s$ avec effet de la force EHD. Comme nous le verrons plus loin, la vitesse maximale du vent électrique dans les trois cas ((a), (b) et (c)) de cette configuration 'fil-plaque' est de l'ordre de

quelques mètres par seconde. Par conséquent, le cas (b) correspond à une situation où la vitesse d'entrée du gaz est faible (10 cm/s) par rapport à la vitesse du vent électrique, et le cas (c) correspond à une situation où la vitesse d'entrée du gaz et la vitesse du vent électrique sont comparables.

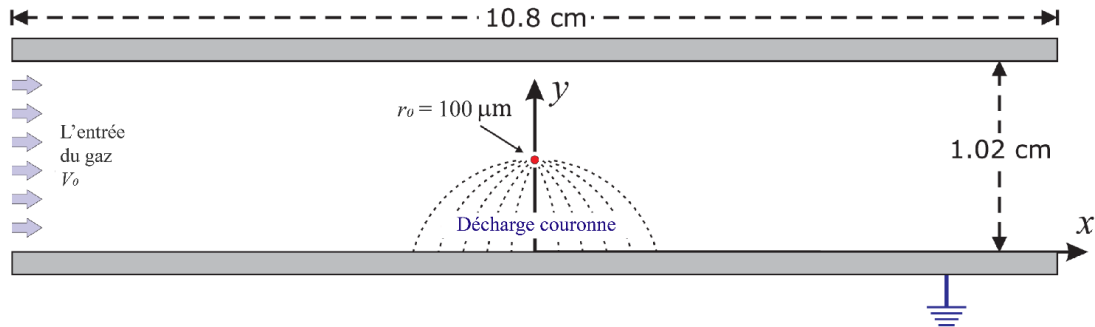


Figure V.1 : Illustration schématique de la géométrie utilisée

V.2.1 Distributions de vitesses

La Figure V.2 montre les distributions de vitesses correspondant aux trois cas mentionnés.

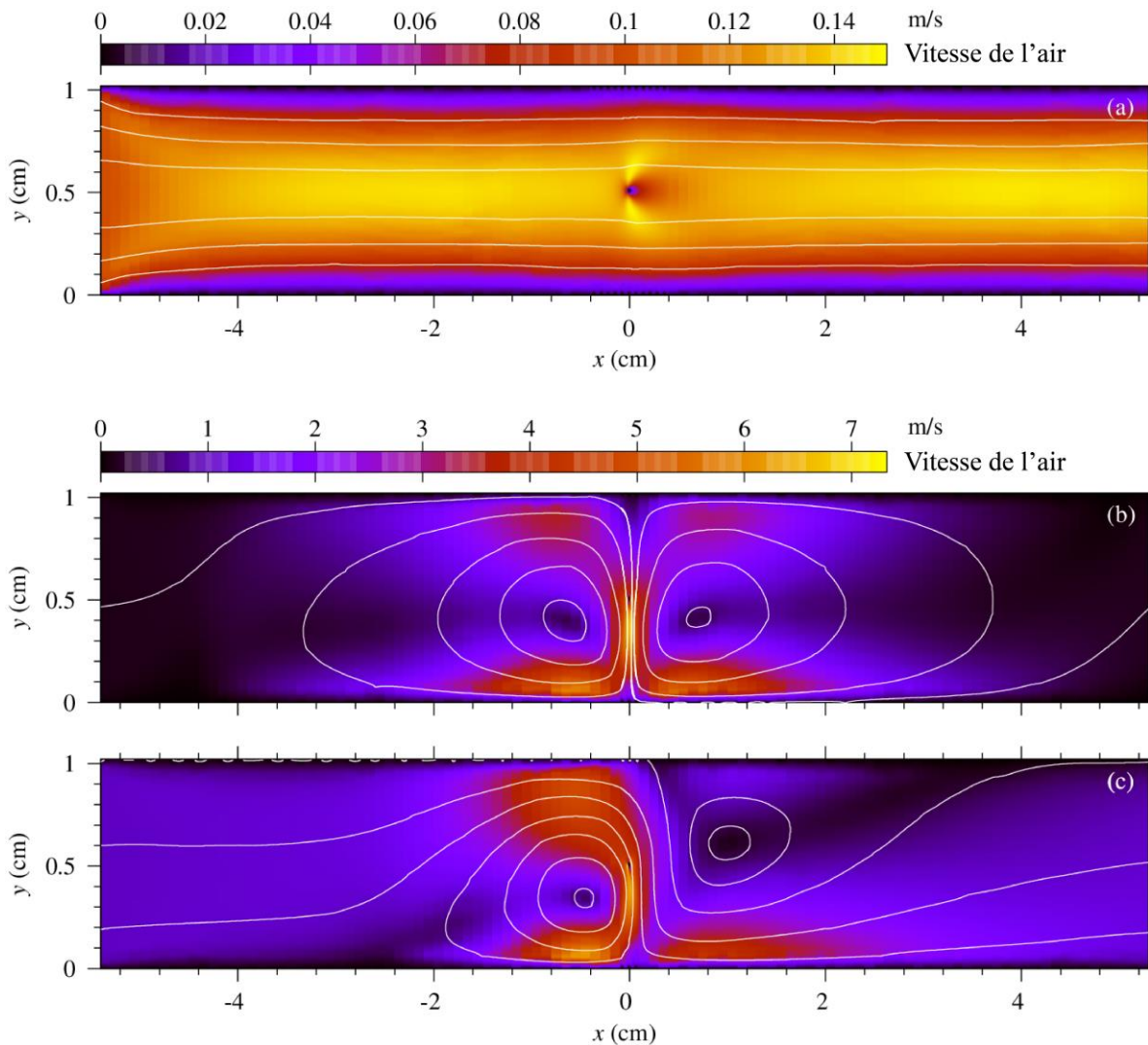


Figure V.2 : Amplitude de la vitesse de l'air et lignes d'écoulement correspondant à : (a) une vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ sans écoulement EHD, (b) une vitesse d'entrée de $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD, et (c) une vitesse d'entrée de $V_0 = 100 \text{ cm/s}$ avec écoulement EHD, pour un rayon de fil de $r_0 = 100 \mu\text{m}$, une distance inter-électrodes de $d = 0,5 \text{ cm}$ et une tension appliquée $\phi = 11 \text{ kV}$.

Lorsque l'écoulement EHD est ignoré (Figure V.2a), les lignes de vitesse sont approximativement parallèles et la vitesse maximale (15 cm/s) est atteinte au centre du canal. En revanche, la prise en compte de la force EHD donne lieu à une augmentation substantielle de la vitesse du fluide, et affecte considérablement les lignes de vitesse (Figure V.2b-c). L'air est accéléré depuis le fil (anode) vers l'électrode plane liée à la masse (cathode), atteignant une vitesse maximum de l'ordre de 7.14 m/s . Ces valeurs de vitesses élevées ont été confirmées, expérimentalement, dans différentes configurations géométriques d'électrodes dans la décharge couronne [5]. Lorsque le fluide s'approche de l'électrode plane, il est dévié dans deux directions opposées, générant ainsi deux tourbillons de recirculation (ou vortex). Dans le cas où la vitesse d'entrée est faible (Figure V.2b), les deux tourbillons sont disposés symétriquement par rapport à l'axe de symétrie, leur centre étant situé à environ $0,1 \text{ cm}$ en dessous du fil et à 0.7 cm de chaque côté du fil. Cependant, cette symétrie est rompue lorsque la vitesse d'entrée de l'air est plus élevée (Figure V.2c) : les positions des centres des tourbillons (vortex) sont déplacées horizontalement vers l'aval et verticalement dans des directions opposées, loin du fil.

V.2.2 Distribution spatiale des radicaux atomiques

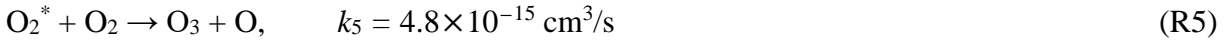
Comme indiqué précédemment, dans une décharge couronne positive, l'espace entre les électrodes est divisé en deux zones : la région d'ionisation et la région de dérive. Des électrons énergiques sont générés dans la région d'ionisation, au voisinage du fil, où ils initient des réactions chimiques importantes. Parmi ces réactions, la dissociation de molécules neutres, telles que O_2 et N_2 , par impact électronique conduisant ainsi à la formation d'espèces atomiques (ou radicaux atomiques) comme O et N :



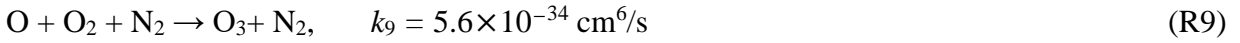
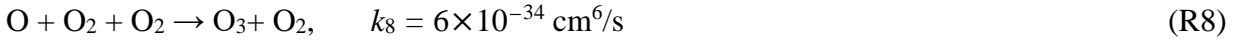
D'autre part, l'excitation de molécules neutres produit des espèces hautement réactives comme O_2^* et N_2^* :



Il s'ensuit une désexcitation très rapide de ces molécules et une production efficace d'autres espèces, et plus particulièrement O, O₃ et N₂O :



Les durées de vie caractéristiques (durée pendant laquelle une espèce se trouve à l'état libre), de l'oxygène atomique (O) et des espèces excitées, sont très courtes. Par exemple, l'oxygène atomique est rapidement consommé en produisant, notamment, de l'ozone :



Cette durée de vie caractéristique pour O₂ et N₂ est de $\tau_0 \approx (k_9[\text{O}_2][\text{N}_2])^{-1} \sim 20 \mu\text{s}$.

Puisque la largeur de la couche d'ionisation est très petite (~ 20 à $40 \mu\text{m}$) [117], et que la vitesse du fluide doit s'annuler sur la surface de l'électrode en raison de la condition de non-glissement (Non-Slip), l'extraction de ces espèces de la zone d'ionisation repose principalement sur la diffusion moléculaire. Cependant, une fois que ces espèces diffusent quelques centaines de microns loin du fil (l'électrode positive), le vent électrique affectera leurs distributions spatiales. Par exemple, à une distance de $200 \mu\text{m}$ du fil, la vitesse du vent électrique atteint déjà $V \sim 200 \text{ cm/s}$, et augmente très rapidement en se dirigeant vers l'électrode plane (voir *Figure V.3*). Par conséquent, les atomes O générés à cette distance, à partir de la réaction des espèces excitées O₂* et N₂* avec O₂, seront transportés par le vent électrique, à une distance de l'ordre, ou dépassant, $L\tau_0 \sim 40 \mu\text{m}$ du fil, avant de disparaître. Par conséquent, la distribution spatiale de O devrait s'étendre jusqu'à quelques centaines de microns vers l'électrode plane, en raison de l'effet du l'écoulement EHD de l'air.

Les observations énoncées ci-dessus sont explicitées sur la *Figure V.3*, où la distribution spatiale des atomes O est montrée dans le voisinage du fil pour les trois situations considérées dans ce calcul. Dans le cas où l'effet de la force EHD sur le mouvement de l'air est ignoré (*Figure V.3a*), la distribution des atomes O est essentiellement contrôlée par la diffusion moléculaire, puisque la vitesse du gaz est trop faible pour produire un déplacement notable. Par conséquent, les lignes de densité O sont approximativement parallèles à la surface de l'électrode. Cependant, lorsque le vent

ionique est pris en compte (*Figure V.3b-c*), les lignes de contour sont déplacées vers l'électrode plane de quelques centaines de microns, comme prévu. De plus, la distribution de O est légèrement décalée dans le sens du mouvement du gaz (vers la droite) lorsque la vitesse d'entrée du gaz est élevée (*Figure V.3c*). Dans les trois situations, les valeurs maximales des densités d'O atteintes sur la surface de l'électrode, sont similaires.

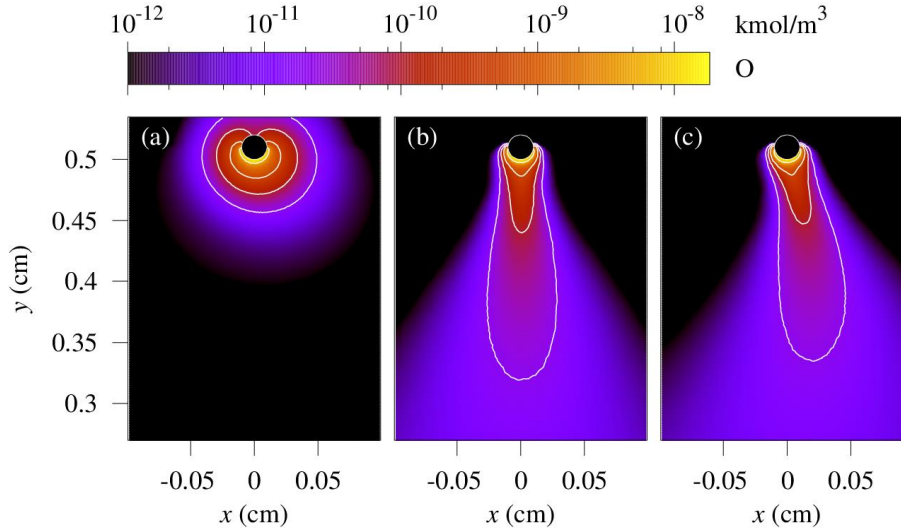
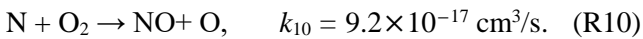


Figure V.3 : Distribution spatiale à 2D des atomes d'oxygène (O) pour une : (a) vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10$ cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de $V_0 = 100$ cm/s avec écoulement EHD. Les lignes du contour indiqués sont tracées à : 5×10^{-9} , 5×10^{-10} , 10^{-10} et 2×10^{-11} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

En revanche, en ce qui concerne l'azote atomique (N), sa principale disparition est due à sa réaction de recombinaison avec l'oxygène moléculaire (O₂) ; ce qui produit une molécule d'oxyde d'azote (NO) et un atome O :



La durée de vie de N est plus longue que celle de O, $\tau_N \approx (k_{10}[\text{O}_2])^{-1} \sim 2.1$ ms. Par conséquent, le vent ionique transporte les atomes d'azote jusqu'à quelques millimètres vers l'électrode plane, comme on peut le voir sur la *Figure V.4*. En outre, ce processus de réaction contribue à la génération des atomes d'oxygène à des distances loin du fil. Cependant, la durée de vie de O est encore trop courte pour permettre la recirculation de cette espèce plus loin, et elle reste, donc, confinée au voisinage de l'axe de symétrie. En absence de l'écoulement EHD de l'air (*Figure V.4a*), la valeur maximale de la densité N, sur la surface de l'électrode positive, est supérieure d'environ 30 % par rapport à celles des densités de N se produisant en présence du vent ionique (*Figure V.4b-c*).

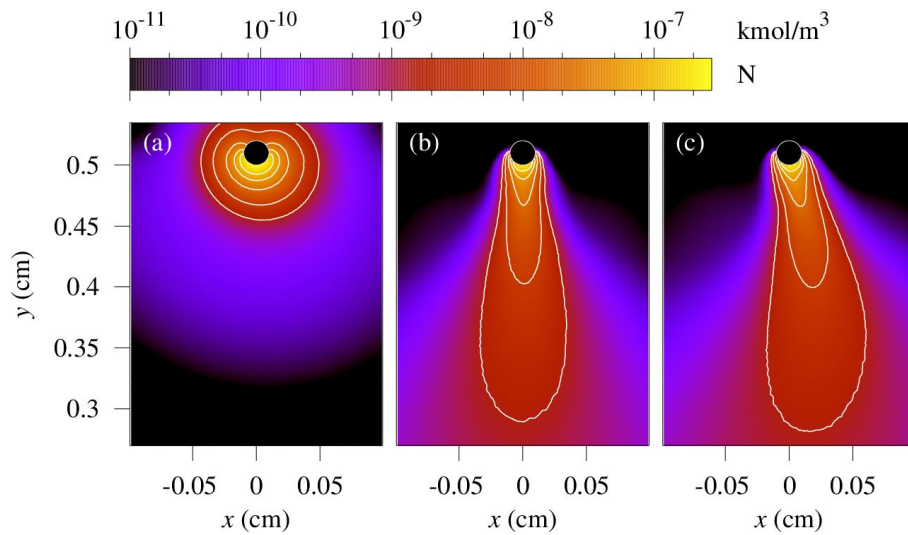


Figure V.4 : Distribution spatiale à 2D des atomes d'azote (N) pour une : (a) vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 10$ cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de $V_0 = 100$ cm/s avec écoulement EHD. Les lignes du contour indiquées sont tracées à : 10^{-7} , 5×10^{-8} , 2×10^{-8} , 5×10^{-9} et 1.5×10^{-9} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

V.2.3 Distribution spatiale de l'ozone (O₃)

La distribution spatiale de l'ozone est présentée sur la Figure V.5.

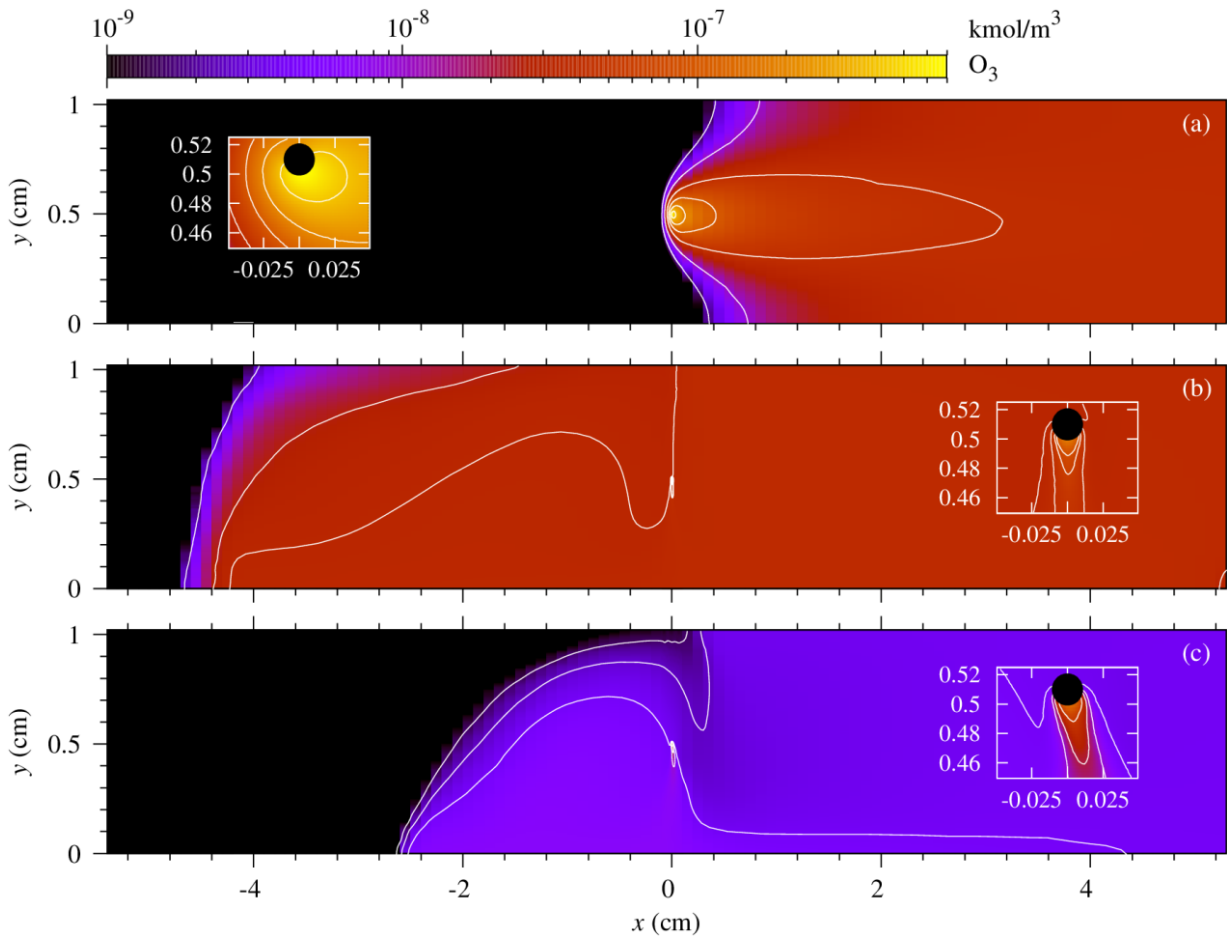
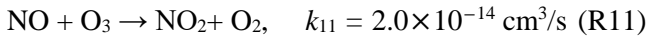


Figure V.5 : Distribution spatiale à 2D de l'ozone (O₃) pour un gaz d'une : (a) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s sans débit EHD, (b) vitesse d'entrée de $V_0 = 10$ cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de $V_0 = 100$ cm/s avec écoulement

EHD. Les lignes du contour indiqué sont tracées à: (a) 2×10^{-9} , 10^{-8} , 4×10^{-8} , 10^{-7} , 2×10^{-7} et 4×10^{-7} kmol/m³, (b) 2.5×10^{-9} , 2.5×10^{-8} , 3.2×10^{-8} , 4×10^{-8} , 6×10^{-8} et 8×10^{-8} kmol/m³, (c) 1.5×10^{-9} , 2.5×10^{-9} , 4×10^{-9} , 10^{-8} , 2×10^{-8} et 5×10^{-8} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

Comme il est déjà été indiqué auparavant (réactions (R8) et (R9)), la formation de l'ozone provient de la consommation de l'oxygène atomique. Par conséquent, la génération de l'ozone s'effectue principalement à l'intérieur ou à proximité de la région d'ionisation, là où la densité d'oxygène atomique est plus élevée. Ce fait peut être apprécié sur la *Figure V.5*, où est montré un zoom au voisinage du fil. Cependant, et contrairement aux espèces atomiques et excitées, la durée de vie de l'O₃ est très longue. La principale espèce responsable de la destruction de l'ozone est le monoxyde d'azote, qui oxyde l'ozone pour former du dioxyde d'azote :



Comme la concentration de NO est, globalement, de l'ordre de 10^{-8} kmol/m³ (voir la sous-section suivante), la durée de vie de l'ozone est d'environ $\tau_{\text{O}_3} \approx (k_{11}[\text{NO}])^{-1} \sim 10 \text{ s}$. Cette durée de vie est plus longue que la durée pendant laquelle le gaz, en écoulement, réside dans le réacteur ; même pour la vitesse d'entrée la plus basse (10 cm/s). Par conséquent, l'ozone produit dans la région active de la décharge couronne sera transporté plus loin du fil avec peu de pertes. Dans le cas considéré de la *Figure V.5a* (sans l'effet de l'écoulement EHD), la diffusion moléculaire tend à réduire le gradient de l'O₃ dans la direction verticale, lorsque le fluide se déplace le long du canal. Cependant, l'écoulement turbulent généré par le vent électrique homogénéise, beaucoup plus efficacement, la répartition de l'ozone (*Figure V.5b-c*). Plus encore, l'ozone diffuse contre le courant du gaz, jusqu'à la proximité de l'entrée du canal, surtout lorsque la vitesse d'entrée de l'air est faible (10 cm/s) (*Figure V.5b*). Dans le cas où la vitesse d'entrée est de 100 cm/s , la densité d'ozone mesurée à la sortie est d'environ dix fois plus faible, mais le taux de production de l'ozone est similaire.

Le taux de productions totales ζ des espèces neutres N_i à la sortie du réacteur sera calculé à partir de l'équation suivante :

$$\zeta = \frac{1}{S} \int N_j \cdot V_{EHD} ds = \frac{1}{2d + 2r_0} \int_0^{2d+2r_0} N_j \cdot V_{EHD} dy \quad (\text{V.1})$$

Où S est la surface du réacteur à la sortie ($S = (2d + 2r_0) \cdot w$), V_{EHD} est la vitesse du vent EHD à la sortie du réacteur et N_j est la densité des espèces neutres. D'où on obtient : $ds = dy \cdot w$ Dont w est la longueur du fil ($w = 1 \text{ m}$).

La production totale d'ozone, évaluée à la sortie du réacteur, est représentée, en fonction de la tension appliquée, sur la *Figure V.6*.

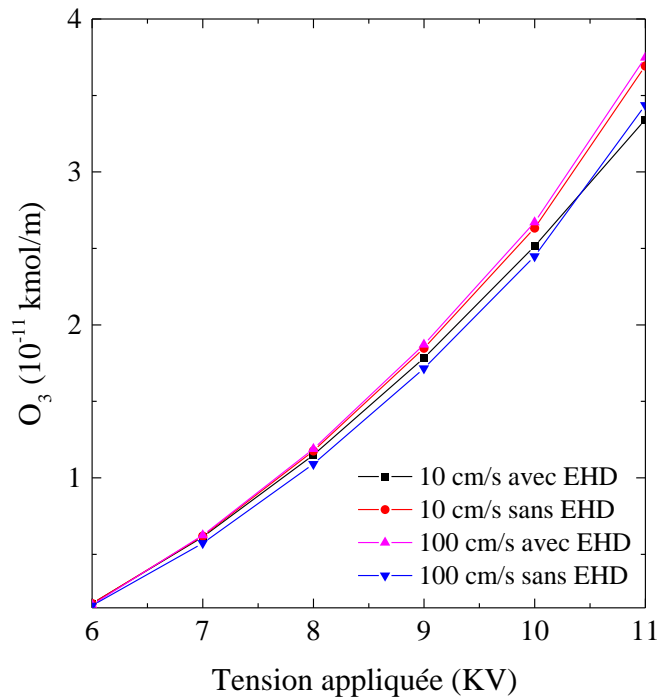


Figure V.6 : Effet de la tension appliquée sur la production de l'ozone, évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ et $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

La production de l'ozone présente une croissance quadratique avec la tension appliquée et elle est faiblement affectée par la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur, ainsi que par la vitesse d'écoulement dû au vent électrique. Tandis que la répartition spatiale de l'ozone à la sortie du réacteur est, en effet, affectée par le vent électrique, notamment à des vitesses d'entrée élevées. Comme il est indiqué sur la *Figure V.7* : pour une tension appliquée de 11 kV , une vitesse d'entrée de $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, et en ignorant le vent EHD, nous remarquons que la densité d'ozone (ligne bleue pointillée) et la vitesse du gaz (ligne noire pointillée) présentent un maximum au centre de la sortie. En revanche, lorsque l'écoulement EHD est pris en compte, la densité d'ozone est à peu près constante parallèlement à l'axe oy (ligne bleue continue), et la vitesse du gaz a tendance à être plus élevée près de la plaque inférieure (ligne noire continue) ; en raison de l'influence des tourbillons dus à l'écoulement EHD.

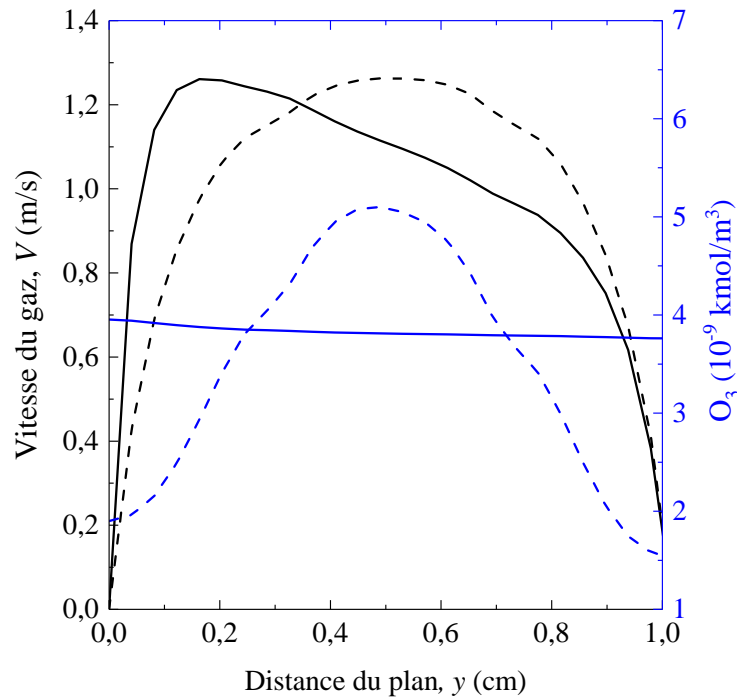


Figure V.7 : La distribution de l'ozone et de la vitesse à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm) : en 'lignes pleines' lorsque le mouvement EHD est pris en compte, et en 'lignes pointillées' lorsque le mouvement EHD est ignoré, pour la vitesse d'entrée du gaz $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μ m, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

V.2.4 Distribution spatiale des NOx

Le monoxyde d'azote (ou oxyde nitrique, NO) et le dioxyde d'azote (NO₂), qui se produisent au moment de la génération de l'ozone dans l'air, sont des espèces chimiques toxiques [140] et, donc, indésirables. A cause de cette toxicité, il est important de connaître, dans ce qui suit, leurs distributions spatiales après avoir discuté le mécanisme de dégénération de ces espèces (NO_x), par la décharge couronne positive, et analysé l'effet du vent électrique sur ces distributions spatiales.

V.2.4.1 Distribution spatiale du monoxyde d'azote (NO)

La distribution de densité du monoxyde d'azote est d'abord montrée sur la *Figure V.8* pour les conditions mentionnées précédemment.

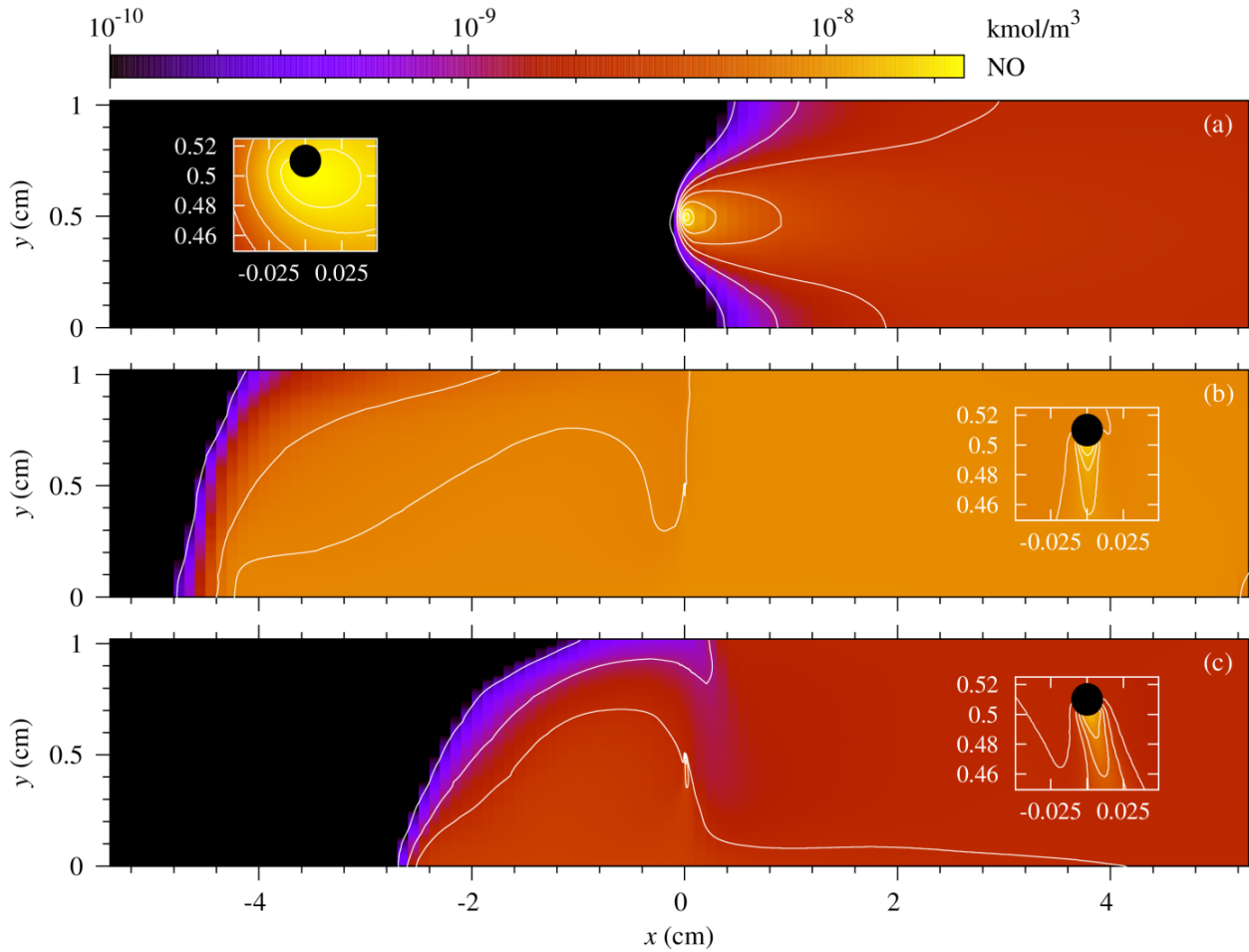


Figure V.8 : Distribution spatiale à 2D de monoxyde d'azote (NO) pour une :(a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec écoulement EHD, (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec écoulement EHD. Les lignes du contour indiquées sont tracées à : (a) 2×10^{-10} , 10^{-9} , 2×10^{-9} , 4×10^{-9} , 8×10^{-9} , 1.5×10^{-8} et 2×10^{-8} kmol/m³, (b) 2×10^{-10} , 6×10^{-9} , 8×10^{-9} , 10^{-8} , 1.2×10^{-8} et 1.4×10^{-8} kmol/m³, (c) 2×10^{-10} , 10^{-9} , 2×10^{-9} , 3.2×10^{-9} , 5×10^{-9} et 8×10^{-9} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

La distribution spatiale de NO ressemble à celle de O₃ (Figure V.5), car le monoxyde d'azote (NO), tout comme l'ozone, se forme principalement au voisinage du fil, par oxydation de l'azote atomique (réaction (R10)). Mais une fois formé, le NO réagit de nouveau avec l'azote atomique (N) pour produire de l'azote moléculaire et de l'oxygène atomique selon la réaction :



Puisque la densité atomique de l'azote est de l'ordre de 10^{-7} kmol/m^3 , la durée de vie caractéristique du NO est très courte, $\tau_{\text{NO}} \approx (k_{12}[\text{N}])^{-1} \sim 0.6 \text{ ms}$. Par conséquent, un équilibre entre la génération (R10) et la décomposition (R12) du NO est atteint, à partir duquel la densité de NO est estimée à $[\text{NO}] \approx k_{10}[\text{O}_2]/k_{12} \approx 2.9 \times 10^{-8} \text{ kmol/m}^3$. Cette valeur approximative est en accord avec les résultats présentés dans la Figure V.8, où la valeur maximale de la densité de NO est de $\sim 2.4 \times 10^{-8} \text{ kmol/m}^3$.

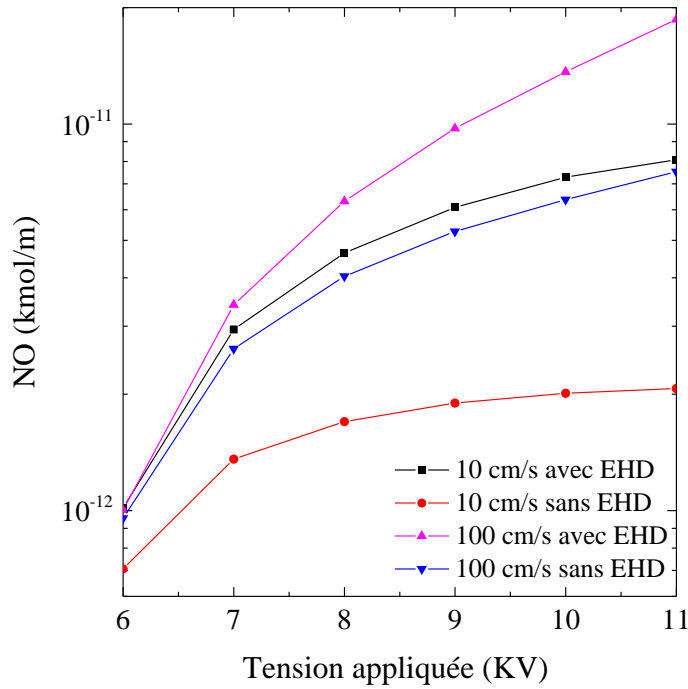


Figure V.9 : Effet de la tension appliquée sur la production du monoxyde d'azote (NO), évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), avec et sans l'effet de la force EHD, et pour les vitesses d'entrée $V_0 = 10$ m/s et $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μ m, $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

Une fois le fluide a quitté le voisinage de l'électrode (ou la zone d'ionisation), il ne se produira plus de NO et, en outre, il continue à se décomposer à travers la réaction (R11). Toutefois, le temps caractéristique de cette réaction, $\tau'_{NO} \approx (k_{11}[O_3])^{-1}$, dépend de la distribution de la densité d'ozone, qui est différente dans les trois cas considérés. Au centre du canal, la densité d'ozone était plus élevée lorsque l'écoulement EHD été ignoré ($[O_3] \sim 10^{-7}$ kmol/m³), alors que dans les deux autres cas, l'ozone été distribué d'une manière très uniforme ($[O_3] \sim 3 \times 10^{-8}$ kmol/m³ pour $V_0 = 10$ cm/s). Par conséquent, NO est consommé plus rapidement en l'absence du vent électrique ($\tau'_{NO} \approx 0.08$ s contre $\tau'_{NO} \approx 0.3$ s). Cet effet peut être apprécié en comparant les *Figure V.8a-b* : en ignorant le mouvement EHD du gaz, nous estimons que la densité de NO à la sortie du réacteur est plus grande avec un facteur de quatre. En revanche, pour $V_0 = 100$ cm/s et avec l'effet de l'écoulement EHD (*Figure V.8c*), la densité de NO à la sortie du canal est seulement quatre fois plus faible, même si la vitesse du gaz d'entrée du gaz est dix fois plus grande (*Figure V.10*). En effet, le temps de résidence du gaz dans le réacteur devient trop court pour que la réaction (R11) ait un effet significatif sur la destruction de NO.

La production du monoxyde d'azote présente une croissance quadratique avec la tension appliquée, et elle est affectée par la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur ainsi que la vitesse d'écoulement dû au vent électrique (vent EHD).

Contrairement à l'ozone (*Figure V.6*) la tension appliquée à un effet significatif sur la production du monoxyde d'azote (*Figure V.9*), surtout en présence du vent EHD.

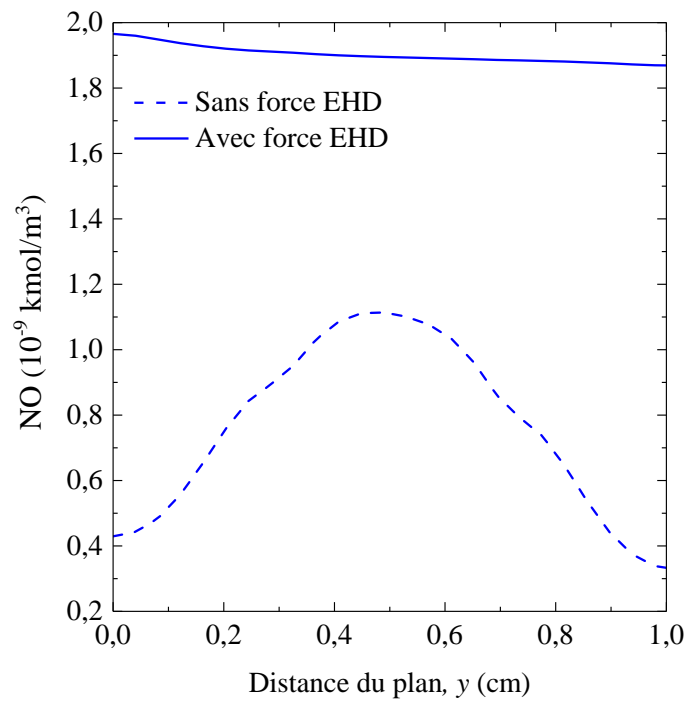


Figure V.10 : La distribution de monoxyde d'azote à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), pour la vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μm , $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

V.2.4.2 Distribution spatiale du dioxyde d'azote (NO_2)

La distribution spatiale de la densité du dioxyde d'azote est montrée sur la *Figure V.11* dans les conditions mentionnées au-dessus.

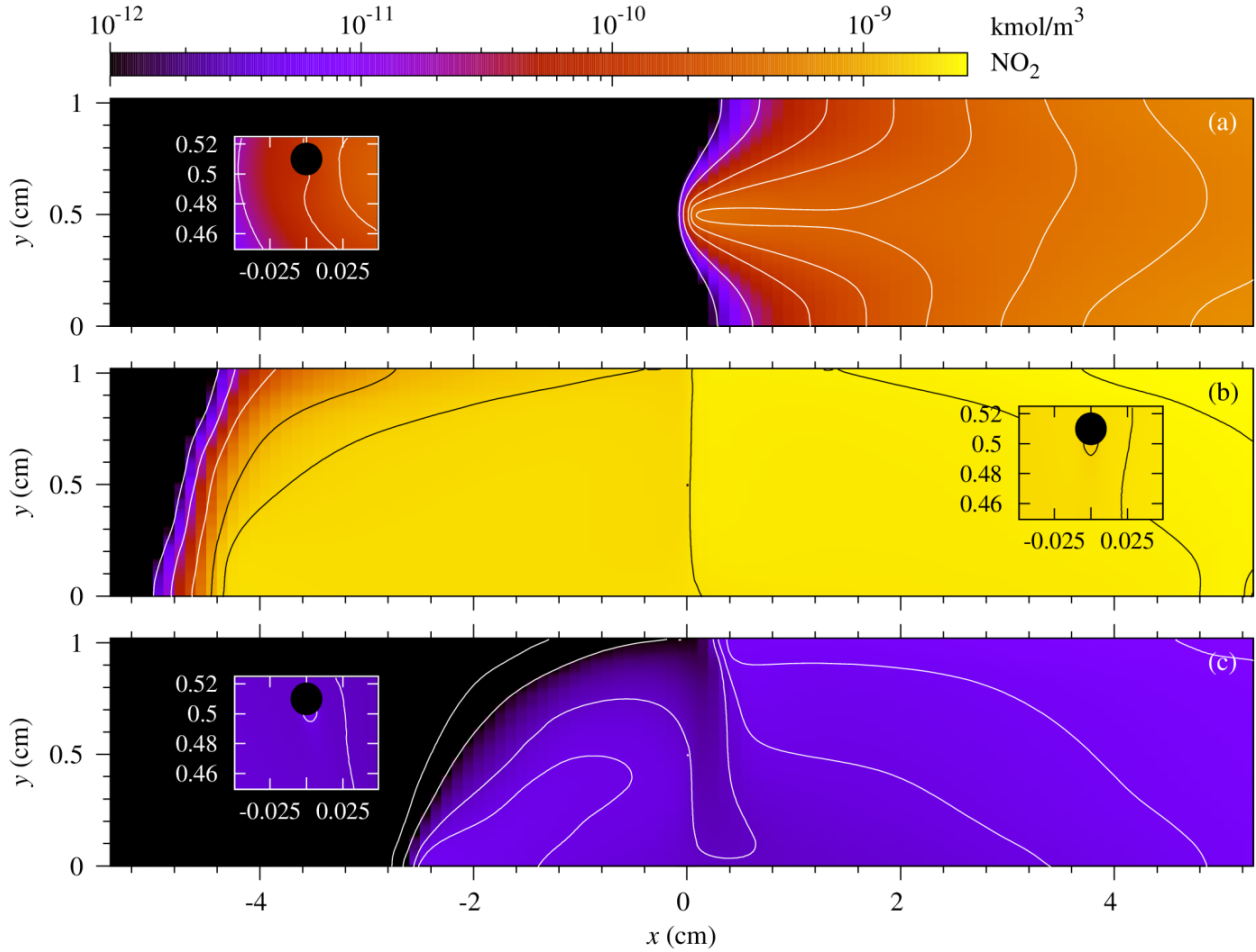
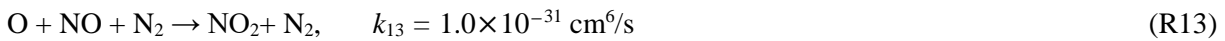
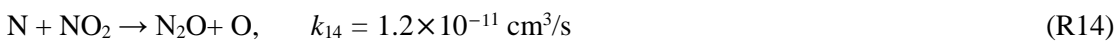


Figure V.11 : Distribution spatiale à 2D du dioxyde d'azote (NO_2) pour une : (a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans l'écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec l'écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec l'écoulement EHD. Les lignes de contour indiquées sont tracées à : (a) 2×10^{-12} , 2×10^{-11} , 10^{-10} , 2×10^{-10} , 3×10^{-10} , 4×10^{-10} , 5×10^{-10} et $6 \times 10^{-10} \text{ kmol/m}^3$, (b) 2×10^{-12} , 2×10^{-11} , 2×10^{-10} , 10^{-9} , 1.6×10^{-9} , 1.9×10^{-9} , 2.2×10^{-9} et $2.4 \times 10^{-9} \text{ kmol/m}^3$, (c) 10^{-13} , 10^{-12} , 3×10^{-12} , 4×10^{-12} , 5×10^{-12} et $7 \times 10^{-12} \text{ kmol/m}^3$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

Le dioxyde d'azote est produit essentiellement au voisinage du fil, là où la densité de l'oxygène atomique est élevée comme l'indique la réaction à trois corps :



Contrairement à O_3 et NO , le dioxyde d'azote est également produit partout dans l'espace inter-électrodes grâce à la réaction de monoxyde d'azote avec l'ozone (R11). Il est important de noter que la production de NO_2 près du fil est fortement limitée en raison de sa destruction avec l'azote atomique pour donner l'oxyde nitreux (N_2O) et l'oxygène atomique O :



Cette réaction a un temps caractéristique très court et conduit à la transformation du NO_2 en oxyde nitreux (N_2O) comme le montre la *Figure V.11*. La conséquence de cette réaction et que la distribution de NO_2 ne présente pas de gradient significatif autour du fil. Ceci est particulièrement visible sur la *Figure V.11a* (sans écoulement EHD) où il n'y a pas de lignes de contour entourant le fil.

Une fois le fluide quitte le périmètre de l'électrode, les variations des taux de réactions de NO_2 avec d'autres espèces (principalement O_3 et NO_3) sont trop faibles pour affecter de manière significative la concentration de NO_2 .

Au fur et à mesure que nous s'approchons de la sortie de gaz du réacteur, la densité de NO_2 augmente. Cette augmentation peut être facilement observée sur la *Figure V.11a* (sans écoulement EHD), en notant que les valeurs de cette densité correspondant aux lignes de contour augmentent en aval. Dans les deux autres cas (*Figure V.11b-c*), la densité maximale de NO_2 est également atteinte vers la sortie du réacteur, mais avec un gradient de croissance moins significatif, et ceci est dû à l'effet important du vent électrique qui a tendance à homogénéiser la densité de NO_2 entre les deux plaques.

La figure V.12 représente l'effet de la tension appliquée sur la production du dioxyde d'azote (NO_2) à la sortie du réacteur

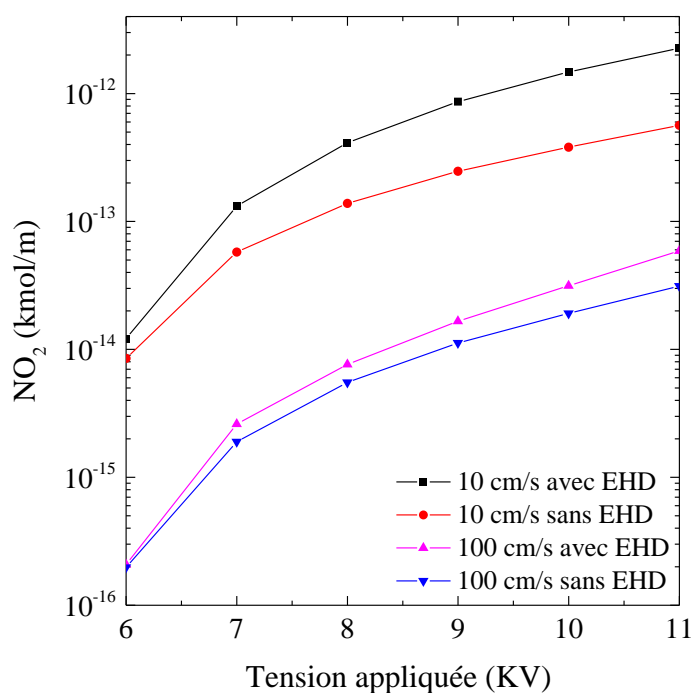


Figure V.12 : Effet de la tension appliquée sur la production du dioxyde d'azote (NO_2) évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10 \text{ cm/s}$ et $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

D'après la *Figure V.12*, l'augmentation de la tension appliquée entraîne l'augmentation du taux de production de dioxyde d'azote à la sortie du réacteur. Et l'effet de la force EHD, dans cette

augmentation de la production du NO_2 , est plus important lorsque la vitesse d'entrée du gaz est plus faible. Par exemple pour une tension appliquée de 11 kV , et lorsqu'on considère l'effet du vent électrique, l'augmentation de la production de NO_2 est 2 fois plus grande que celle s'effectuant en l'absence du vent électrique à la même vitesse de l'air : $V_0 = 100 \text{ cm/s}$. Par contre, à $V_0 = 10 \text{ cm}$, cette augmentation est 4 fois plus grande.

La répartition spatiale du dioxyde d'azote à la sortie du réacteur est en effet affectée par le vent EHD, notamment à des vitesses d'entrée plus élevées. Comme c'est indiqué dans la *Figure V.13*, et lorsque le mouvement EHD est pris en compte, la densité de NO_2 (ligne bleue continue) augmente légèrement en s'approchant de la plaque supérieure du réacteur, et ceci à cause de la formation des tourbillons dus au vent EHD.

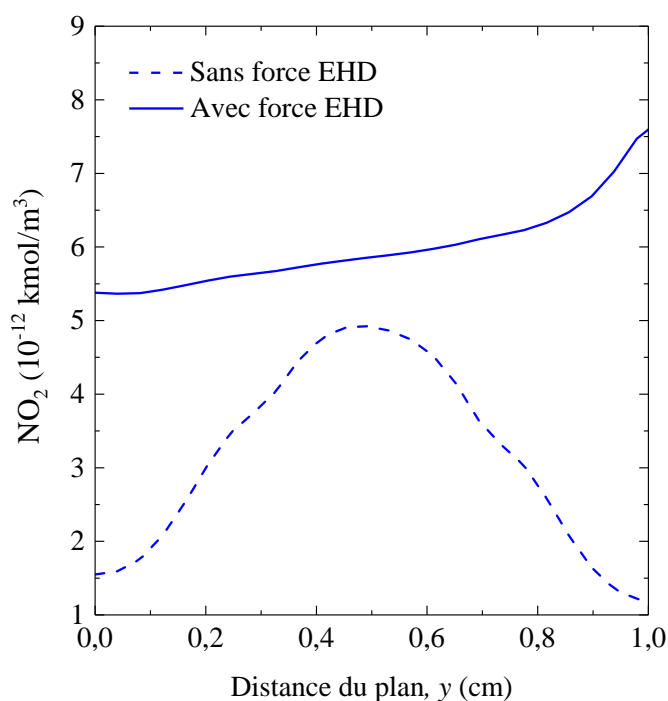


Figure V.13 : La distribution du dioxyde d'azote (NO_2) à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), la vitesse d'entrée du gaz est $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

V.2.4.3 Distribution spatiale du trioxyde d'azote (NO_3)

La distribution du radical de NO_3 est présentée sur la *Figure V.14*.

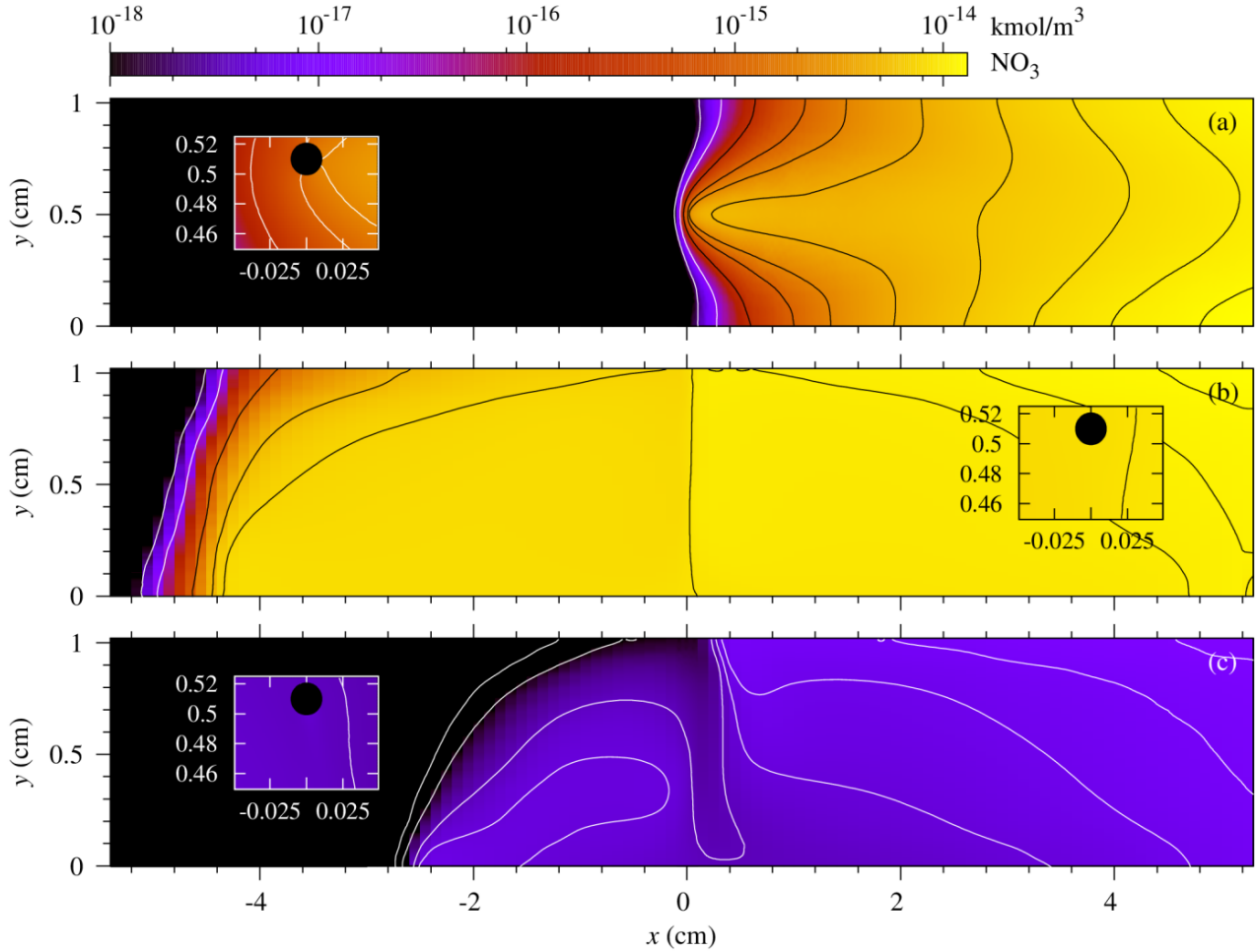


Figure V.14 : Distribution spatiale à 2D du trioxyde d'azote (NO_3) pour la : (a) vitesse d'entrée de 10 cm/s sans écoulement EHD, (b) vitesse d'entrée de 10 cm/s avec écoulement EHD et (c) vitesse d'entrée de 100 cm/s avec écoulement EHD. Les lignes du contour indiquées sont tracées à : (a) 2×10^{-18} , 2×10^{-17} , 2×10^{-16} , 10^{-15} , 2×10^{-15} , 4×10^{-15} , 6×10^{-15} , 8×10^{-15} , 10^{-14} et 1.2×10^{-14} kmol/m³, (b) 2×10^{-18} , 2×10^{-17} , 10^{-15} , 5×10^{-15} , 7.5×10^{-15} , 9×10^{-15} , 1.03×10^{-14} , 1.1×10^{-14} et 1.2×10^{-14} kmol/m³, (c) 2×10^{-19} , 10^{-18} , 3.4×10^{-18} , 4.7×10^{-18} , 6×10^{-18} , 7.5×10^{-18} et 10^{-17} kmol/m³, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

Le trioxyde d'azote (NO_3) est formé à partir de la réaction du dioxyde d'azote avec l'ozone :



D'une manière identique au NO_2 , la production de NO_3 n'est pas limitée au voisinage du fil parce que les espèces réactives indiquées dans la réaction (R15) ont de longues durées de vie. Cependant, le radical NO_3 se recombine avec le monoxyde d'azote selon la réaction :



La réaction (R16) est le principal processus de la destruction de NO_3 mais son temps caractéristique dépend de la concentration de NO . Dans le cas le plus extrême (là où la densité de NO est la plus faible), le temps caractéristique est de l'ordre de $\tau_{\text{NO}_3} \approx (k_{16}[\text{NO}])^{-1} \sim 30 \text{ ms}$. Comme ce

temps est plus court que le temps de séjour du gaz dans le réacteur, un équilibre entre la formation et la recombinaison tend à s'établir ; ce qui permet d'estimer, globalement, la densité de NO_3 dans le réacteur $[\text{NO}_3] \approx k_{15}[\text{NO}_2][\text{O}_3]/(k_{16}[\text{NO}])$. En conséquence, à partir de la réaction (R15) et, comme le montre la *Figure V.14*, la distribution spatiale de NO_3 ressemble à celle de NO_2 .

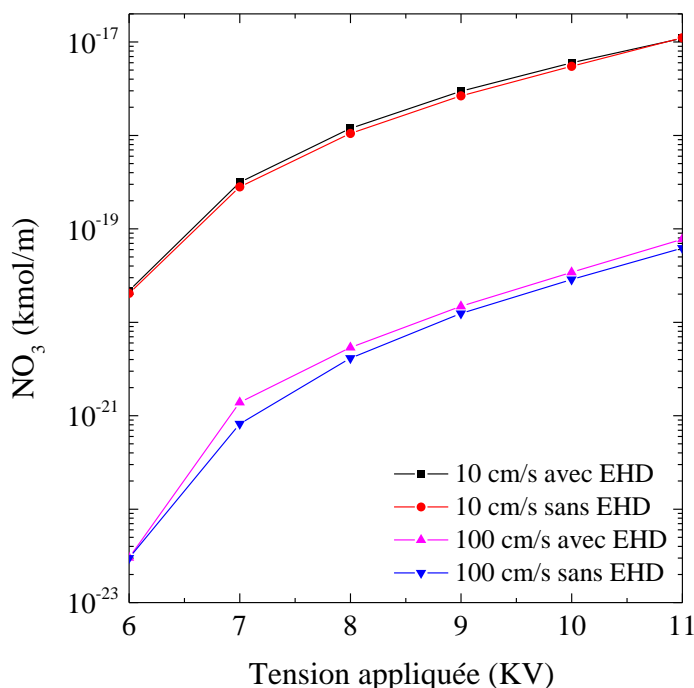


Figure V.15 : Effet de la tension appliquée sur la production du trioxyde d'azote (NO_3) évaluée à la sortie du réacteur ($x = 5,4 \text{ cm}$), avec et sans l'effet de la force EHD. Les vitesses d'entrée sont $V_0 = 10 \text{ m/s}$ et $V_0 = 100 \text{ cm/s}$, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

La production du trioxyde d'azote présente une croissance quadratique avec la tension appliquée, et elle est faiblement affecté par le vent EHD dans la sortie de réacteur. On remarque aussi que la vitesse d'entrée du gaz a un effet significatif sur le taux de production de NO_3 . Par exemple à 11 kV, lorsque la vitesse d'entrée du gaz augmente 10 fois (de 10 cm/s à 100 cm/s), la production de NO_3 diminue 300 fois (voir *Figure V.15*).

Comme le montre la *Figure V.16*, la répartition spatiale de NO_3 à la sortie du réacteur est presque similaire à celle de NO_2 .

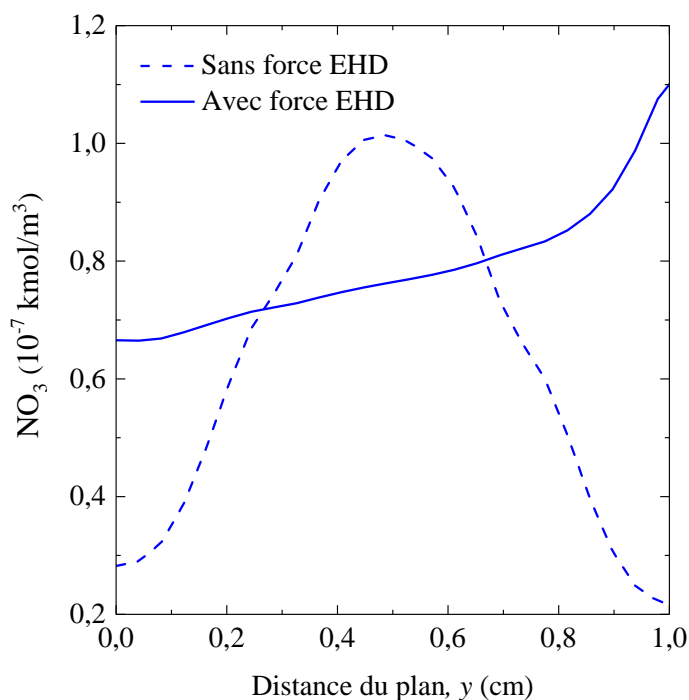


Figure V.16 : La distribution du trioxyde d'azote (NO_3) à la sortie du réacteur ($x = 5,4$ cm), pour la vitesse d'entrée du gaz de $V_0 = 100$ cm/s, $r_0 = 100$ μm , $d = 0,5$ cm et $\phi = +11$ kV.

V.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré les distributions spatiales, obtenues par le modèle de la décharge électrique des plus importantes espèces neutres (O, N, O₃, NO, NO₂ et NO₃), générées par une décharge électrique couronne positive. Ainsi, un accent particulier a été mis sur le rôle de vent électrique dans les distributions spatiales de ces espèces chimiques. Les résultats trouvés montrent que :

L'écoulement électro-hydrodynamique généré par la décharge couronne positive donne lieu à une recirculation intense du gaz, dont les vitesses sont de l'ordre de plusieurs mètres par seconde le long de l'axe fil-plan.

Les espèces excitées, atomiques et moléculaires, qui sont générées dans la région d'ionisation, sont moins affectées par l'écoulement EHD, en raison de leur très courte durée de vie. Toutefois, le vent ionique est capable d'étendre leurs distributions dans la direction de l'écoulement du gaz à des distances beaucoup plus longues (quelques centaines de microns), comparativement aux distances dues, uniquement, à l'action de la diffusion moléculaire.

En revanche, les espèces à longue durée de vie, comme l'ozone et les oxydes d'azote, sont très affectées par l'écoulement EHD. Premièrement, des concentrations élevées de ces espèces peuvent

être trouvées en amont de l'écoulement du gaz et peuvent même atteindre l'entrée du réacteur. Ceci est particulièrement important étant donné que les vitesses d'entrée du gaz sont faibles. De plus, les tourbillons générés par la force EHD produisent un mélange gazeux dans le réacteur, réduisant ainsi les gradients de densité. Au contraire, si nous ignorons l'action du vent électrique, les distributions spatiales de ces espèces neutres présentent des gradients en aval de l'écoulement du gaz.

Les distributions spatiales de l'ozone (O_3) et du monoxyde d'azote (NO) sont étroitement corrélées, puisque ces deux espèces sont produites au voisinage du fil et, elles dérivent, ensuite, à travers la convection du gaz. Nous notons, en plus, que la production totale de l'ozone est peu affectée quand nous considérons l'effet du vent électrique, tandis que la production de NO est remarquablement, affectée.

Enfin, les distributions spatiales de NO_2 et NO_3 sont similaires, bien que la densité de NO_3 soit inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de NO_2 . Entre autre, et contrairement à O_3 et NO, ces deux espèces peuvent également être produites loin du fil. Par conséquent, leurs densités augmentent en fur et à mesure qu'elles s'approchent de la sortie du réacteur.

Conclusion Générale

Dans ce travail nous avons étudié la génération du vent électrique par un déchargé électrique couronne de polarités positive et négative, dans l'air, pour une configuration géométrique d'électrodes fil-plan.

L'objectif était de chercher à comprendre les phénomènes se trouvant à la base de l'établissement du vent ionique et de son écoulement, afin de déterminer et maîtriser les principaux paramètres qui le caractérisent.

Dans la première partie de cette étude, nous avons développé dans notre groupe un modèle analytique de la décharge électrique couronne. Ce qui nous a permis de déterminer les distributions spatiales des espèces chargées (électrons, ions positifs et ions négatifs) et du champ électrique. Les paramètres, qui portent sur ces distributions spatiales, permettent de calculer la force EHD qui est un élément essentiel utilisé dans la détermination du profil de l'écoulement. En considérant un régime stationnaire, nous avons appliqué le modèle analytique, qui se base sur la résolution des équations, de continuité des particules chargées, couplées à l'équation de Poisson.

La plupart des modèles proposés dans la littérature pour résoudre ce système d'équations se basent sur des algorithmes numériques. Habituellement, le calcul numérique fournit des solutions très précises, mais le temps nécessaire au calcul est très long. En revanche, le modèle analytique de la décharge couronne a permis de résoudre les équations de la décharge électrique avec moins d'effort numérique, donc moins de temps nécessaire à cette résolution. En outre, ce modèle a permis de mettre en relief et d'interpréter quelques aspects électro-hydro-dynamiques du vent électrique qui n'étaient pas connus auparavant. Il faut cependant noter, qu'à notre connaissance, ce type de modèle analytique n'existe pas dans la bibliographie, et qu'il s'est révélé très utile, non seulement dans la modélisation du vent électrique, mais également dans diverses applications des décharges électriques couronnes.

Ainsi, les résultats de cette partie se résument dans les points suivants :

Pour la polarité positive, la force EHD totale est générée, principalement, par les ions positifs et elle est, constamment, dirigée du fil vers le plan. Tandis que pour la polarité négative, la force EHD est générée, essentiellement, par les ions positifs dans la région d'ionisation et par les ions négatifs dans la région de dérive. Mais dans la région d'ionisation, cette force EHD est supérieure d'environ un ordre de grandeur à celle générée dans la région de dérive parce que l'intensité du champ électrique dans la région d'ionisation est supérieure à celle de ce champ dans la région de dérive. Néanmoins, la

largeur de la zone d'action de la force EHD dans la région d'ionisation est faible devant la largeur d'action de cette force EHD dans la région de dérive.

La deuxième partie de cette étude a porté sur la détermination, par simulation numérique, du profil de vent électrique. Pour établir la distribution spatiale de la vitesse du vent électrique généré par la décharge électrique couronne, dans les deux polarités, nous avons utilisé un modèle mathématique qui se base sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes dans le régime stationnaire. La force EHD calculée à partir de ce modèle de décharge est introduite comme terme source dans les équations de Navier-Stokes et le calcul a été achevé à travers le logiciel FLUENT. Enfin nous avons mené une étude paramétrique pour déterminer : l'effet de la tension appliquée pour instaurer la décharge électrique, l'effet du rayon de fil et celui de la distance inter-électrodes, sur la variation de la vitesse du vent électrique. Les résultats présentés dans cette partie montrent que :

Le profil des vitesses est presque similaire pour les deux polarités. Mais pour la polarité négative, il y a formation, au-dessous du fil de deux petits tourbillons stables, qui sont des tourbillons secondaires. Dans cette décharge couronne négative, une charge positive, qui est générée dans la zone d'ionisation (un étalon d'environ $300 \mu m$ au-dessous du fil) pousse le fluide vers le fil. Comme conséquence, ce phénomène favorise la formation des tourbillons secondaires. En revanche, dans une décharge couronne positive les tourbillons secondaires sont d'origine hydrodynamique, mais leur effet sur le mouvement EHD est négligeable à cause de leur trop petites tailles.

Les valeurs de vitesses, dans la polarité positive, sont supérieures à celles de la polarité négative, par ce que le changement de signe de la force EHD dans l'espace inter-électrodes dans le cas de la polarité négative rend l'accélération du gaz moins importante. Ce changement de signe de la force EHD, dans le cas de la polarité négative, est un autre paramètre qui doit être pris en compte pour expliquer la diminution de la vitesse du vent ionique.

Dans la troisième partie de cette étude nous avons déterminé les distributions spatiales de quelques espèces neutres (O, N, O₃, NO, NO₂, NO₃) produites par la décharge électrique couronne à travers la résolution des équations de continuité pour chaque espèce neutre. La distribution de la vitesse générée par le vent électrique, obtenue par la résolution des équations de Navier-Stokes, ainsi que celles de la densité électronique et du champ électrique obtenues par le modèle analytique sont utilisées en tant que paramètres d'entrée dans les équations de continuité. La cinétique chimique considérée dans les équations de continuité est celle de Chen et Davidson, puisque cette dernière a été validée expérimentalement, ce qui nous permet de comparer ses résultats avec les résultats issus

de l'utilisation du modèle analytique. Pour déterminer le rôle du vent électrique sur l'activité chimique pendant la décharge électrique, les résultats sont présentés avec et sans considérer de l'effet du vent électrique, et ce pour deux valeurs très distinctes de la vitesse d'entrée du gaz 'air' (10 cm/s et 100 cm/s). Les résultats présentés dans cette partie indiquent que :

Les espèces atomiques (N, O), qui sont générées dans la région d'ionisation, sont moins affectées par l'écoulement EHD, en raison de leur courte durée de vie. Néanmoins, le vent ionique est capable d'étendre leurs distributions dans la direction de l'écoulement du gaz, à des distances beaucoup plus longues (quelques centaines de microns), par rapport aux distances effectuées sous l'effet de l'action unique de la diffusion moléculaire.

En revanche, les espèces comme l'ozone (O_3) et le monoxyde d'azote (NO), sont très affectées par le flux induit par l'écoulement EHD et, en outre, les tourbillons générés par la force EHD produisent un mélange gazeux dans le réacteur, réduisant ainsi les gradients de densité. Cependant, si nous ignorons l'action du vent électrique, les distributions spatiales de ces espèces neutres, contrairement aux distributions se produisant sous l'action du vent électrique, présentent des gradients en aval de l'écoulement du gaz.

Ajoutons que les distributions spatiales de O_3 et de NO, sont étroitement corrélées, puisque ces deux espèces sont produites au voisinage du fil et, ensuite, elles dérivent, par convection du gaz. Nous notons, également, que la production totale d' O_3 est peu affectée lorsque l'effet du vent électrique est pris en compte, tandis que la production de NO est, remarquablement, affectée.

Enfin, les distributions spatiales de NO_2 et NO_3 sont similaires, mais la densité de NO_2 est supérieure de plusieurs ordres de grandeur que celle de NO_3 . De plus, et contrairement à O_3 et le NO, les espèces NO_2 et NO_3 peuvent, cependant, être produites en dehors du voisinage du fil, tout en ayant des densités qui augmentent, au fur et à mesure, en s'approchant de la sortie du réacteur.

Références Bibliographiques

- [1] P. Béquin, K. Castor, et J. Scholten, « Electric wind characterisation in negative point-to-plane corona discharges in air », *Eur. Phys. J. - Appl. Phys.*, vol. 22, n° 1, p. 41-49, avr. 2003.
- [2] M. Rickard, D. Dunn-Rankin, F. Weinberg, et F. Carleton, « Characterization of ionic wind velocity », *J. Electrostat.*, vol. 63, n° 6, p. 711-716, juin 2005.
- [3] E. Moreau et G. Touchard, « Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges », *J. Electrostat.*, vol. 66, n° 1, p. 39-44, janv. 2008.
- [4] C. Kim, D. Park, K. C. Noh, et J. Hwang, « Velocity and energy conversion efficiency characteristics of ionic wind generator in a multistage configuration », *J. Electrostat.*, vol. 68, n° 1, p. 36-41, févr. 2010.
- [5] D. F. Colas, A. Ferret, D. Z. Pai, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Ionic wind generation by a wire-cylinder-plate corona discharge in air at atmospheric pressure », *J. Appl. Phys.*, vol. 108, n° 10, p. 103306, nov. 2010.
- [6] E. Moreau, C. Louste, et G. Touchard, « Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure », *J. Electrostat.*, vol. 66, n° 1, p. 107-114, janv. 2008.
- [7] J. Jolibois, N. Zouzou, E. Moreau, et J. M. Tatibouët, « Generation of surface DBD on rough dielectric: Electrical properties, discharge-induced electric wind and generated chemical species », *J. Electrostat.*, vol. 69, n° 6, p. 522-528, 2011.
- [8] M. Robinson, « A History of the Electric Wind », *Am. J. Phys.*, vol. 30, n° 5, p. 366-372, mai 1962.
- [9] M. Molki et P. Damronglerd, « Electrohydrodynamic Enhancement of Heat Transfer for Developing Air Flow in Square Ducts », *Heat Transf. Eng.*, vol. 27, n° 1, p. 35-45, janv. 2006.
- [10] I. A. Elagin, V. V. Yakovlev, I. A. Ashikhmin, et Y. K. Stishkov, « Experimental investigation of cooling of a plate by ionic wind from a corona-forming wire electrode », *Tech. Phys.*, vol. 61, n° 8, p. 1214-1219, août 2016.
- [11] L. Zhao et K. Adamiak, « EHD flow produced by electric corona discharge in gases: From fundamental studies to applications (a review) », *Part. Sci. Technol.*, vol. 34, n° 1, p. 63-71, janv. 2016.
- [12] Y. T. Birhane, S. C. Lin, et F. C. Lai, « Flow Characteristics of a Two-Stage EHD Gas Pump in a Circular Pipe », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 53, n° 3, p. 2461-2470, mai 2017.
- [13] L. Leger, E. Moreau, et G. G. Touchard, « Effect of a DC corona electrical discharge on the airflow along a flat plate », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 38, n° 6, p. 1478-1485, nov. 2002.
- [14] F. Bastien, « Acoustics and gas discharges: applications to loudspeakers », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 20, n° 12, p. 1547, 1987.
- [15] K. T. Hyun et C. H. Chun, « The wake flow control behind a circular cylinder using ion wind », *Exp. Fluids*, vol. 35, n° 6, p. 541-552, déc. 2003.
- [16] M. Forte, L. Leger, J. Pons, E. Moreau, et G. Touchard, « Plasma actuators for airflow control: measurement of the non-stationary induced flow velocity », *J. Electrostat.*, vol. 63, n° 6, p. 929-936, juin 2005.
- [17] E. Moreau, « Airflow control by non-thermal plasma actuators », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 3, p. 605, 2007.
- [18] A. Labergue, E. Moreau, N. Zouzou, et G. Touchard, « Separation control using plasma actuators: application to a free turbulent jet », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 3, p. 674, 2007.
- [19] S. B. Leonov, I. V. Adamovich, et V. R. Soloviev, « Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 25, n° 6, p. 063001, 2016.
- [20] B. L. Owsenek, J. Seyed-Yagoobi, et R. H. Page, « Experimental Investigation of Corona Wind Heat Transfer Enhancement With a Heated Horizontal Flat Plate », *J. Heat Transf.*, vol. 117, n° 2, p. 309-315, mai 1995.

- [21] R.-T. Huang, W.-J. Sheu, et C.-C. Wang, « Heat transfer enhancement by needle-arrayed electrodes – An EHD integrated cooling system », *Energy Convers. Manag.*, vol. 50, n° 7, p. 1789-1796, juill. 2009.
- [22] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, et J.-S. Chang, « Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency », *J. Electrostat.*, vol. 64, n° 3, p. 259-262, mars 2006.
- [23] A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements », phdthesis, Université de Poitiers, 2005.
- [24] G. Quinio, « Modélisation numérique de la génération d'un plasma d'air dans un écoulement aérodynamique », Paul Sabatier Toulouse 3-INSAT, 2005.
- [25] K. Mlle Khodja, « Modélisation unidimensionnelle d'une décharge à barrières diélectrique pour lampe à excimère », Mohamed Boudiaf, Oran, 2010.
- [26] J.-L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas, volume 1*. EDP Sciences, 1994.
- [27] A. Goldman et M. Goldman, « Les plasmas froids à pression atmosphérique », *Plasmas Dans L'Industrie*, p. 56-69, 1991.
- [28] P. Fauchais, « Plasmas thermiques: aspects fondamentaux », *Tech. Ing. Génie Électr.*, vol. 3, n° D2810, 2005.
- [29] A. M. Pointu, J. Perrin, et J. Jolly, « Plasmas froids de décharges: propriétés électriques », *Tech. L'Ingénieurs D*, vol. 2830, p. 1998.
- [30] U. Kogelschatz, « Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, n° 1, p. 1-46, mars 2003.
- [31] E. Panousis *et al.*, « Atmospheric Pressure Dielectric Barrier Discharges Under Unipolar and Bipolar HV Excitation in View of Chemical Reactivity in Afterglow Conditions », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, n° 6, p. 1004-1015, juin 2009.
- [32] O. Guaitella, « Nature de la synergie plasma-photocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type : l'acétylène. », Phd thesis, Ecole Polytechnique X, 2006.
- [33] K. Hassouni, F. Massines, et J. M. Pouvesle, *Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques*. PUSE-MRCT-CNRS, 2004.
- [34] J. S. Chang, P. A. Lawless, et T. Yamamoto, « Corona discharge processes », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, n° 6, p. 1152-1166, déc. 1991.
- [35] M. Rezzouga, A. Tilmatine, R. Gouri, K. Medles, et L. Dascalescu, « Experimental modeling of high-voltage corona discharge using design of experiments », *Front. Electr. Electron. Eng. China*, vol. 2, n° 2, p. 139-143, avr. 2007.
- [36] M. P. Panaget, *Etude en laboratoire des effets physico-chimiques induits par les pertes électriques des lignes de transport à haute tension*. Paris 6, 1997.
- [37] K. Hamouimeche, « Etude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan », Université Mouloud Mammeri, 2009.
- [38] F. Koliatene, « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009.
- [39] C. Gary et G. Le Roy, *Les Propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions*. Paris: Eyrolles, 1984.
- [40] D. Lacoste, D. Pai, et C. Laux, « Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air », in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004, p. 354.
- [41] J. F. Loiseau, J. Batina, F. Noël, et R. Peyrous, « Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 10, p. 1020, 2002.
- [42] M. Goldman, A. Goldman, et R. S. Sigmond, « The corona discharge, its properties and specific uses », *Pure Appl. Chem.*, vol. 57, n° 9, p. 1353-1362, 1985.
- [43] M. Goldman et R. S. Sigmond, « Corona and Insulation », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-17, n° 2, p. 90-105, avr. 1982.

- [44] L. Dăscălescu, *An Introduction to Ionized Gases: Theory and Applications*. Toyohashi University of Technology, 1993.
- [45] L. Zhao et K. Adamiak, « EHD flow in air produced by electric corona discharge in pin–plate configuration », *J. Electrostat.*, vol. 63, n° 3-4, p. 337-350, 2005.
- [46] J. Batina, F. Noël, S. Lachaud, R. Peyrous, et J. F. Loiseau, « Hydrodynamical simulation of the electric wind in a cylindrical vessel with positive point-to-plane device », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 10, p. 1510, 2001.
- [47] N. Spyrou, B. Held, R. Peyrous, C. Manassis, et P. Pignolet, « Gas temperature in a secondary streamer discharge: an approach to the electric wind », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 25, n° 2, p. 211, 1992.
- [48] L. Léger, E. Moreau, G. Artana, et G. Touchard, « Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate », *J. Electrostat.*, vol. 51-52, p. 300-306, mai 2001.
- [49] J. L. Thomas et S. P. Bessman, « Prototype for an implantable micropump powdered by piezoelectric disk benders. », *Trans. Am. Soc. Artif. Intern. Organs*, vol. 21, p. 516-522, 1975.
- [50] D. J. Laser et J. G. Santiago, « A review of micropumps », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 14, n° 6, p. R35, 2004.
- [51] B. Kim, S. Lee, Y. S. Lee, et K. H. Kang, « Ion wind generation and the application to cooling », *J. Electrostat.*, vol. 70, n° 5, p. 438-444, oct. 2012.
- [52] M. Knap, J. Duga, et T. C. Lui, « Ionic wind generator on LED lighting application », in *20th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems*, 2014, p. 1-5.
- [53] J. P. Boeuf, P. Belenguer, L. C. Pitchford, et I. Pérés, « Dépôt et Gravure Chimiques par Plasma », in *CIP91*, 1991, p. 210.
- [54] I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveyev, et V. P. Silakov, « Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, n° 3, p. 207, 1992.
- [55] C. K. Birdsall, « Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, n° 2, p. 65-85, avr. 1991.
- [56] J.-P. Boeuf et A. Merad, « Fluid and Hybrid Models of Non Equilibrium Discharges », in *Plasma Processing of Semiconductors*, Springer, Dordrecht, 1997, p. 291-319.
- [57] M. Surendra et M. Dalvie, « Moment analysis of rf parallel-plate-discharge simulations using the particle-in-cell with Monte Carlo collisions technique », *Phys. Rev. E*, vol. 48, n° 5, p. 3914-3924, nov. 1993.
- [58] B. P. Wood, M. A. Lieberman, et A. J. Lichtenberg, « Stochastic electron heating in a capacitive RF discharge with non-Maxwellian and time-varying distributions », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 23, n° 1, p. 89-96, févr. 1995.
- [59] G. M. Turner, « Monte Carlo calculations of gas rarefaction in a magnetron sputtering discharge », *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 13, n° 4, p. 2161-2169, juill. 1995.
- [60] A. Bogaerts, M. van Straaten, et R. Gijbels, « Monte Carlo simulation of an analytical glow discharge: motion of electrons, ions and fast neutrals in the cathode dark space », *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.*, vol. 50, n° 2, p. 179-196, mars 1995.
- [61] M. J. Goeckner, J. A. Goree, et T. E. Sheridan, « Monte Carlo simulation of ions in a magnetron plasma », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, n° 2, p. 301-308, avr. 1991.
- [62] Z. Kanzari, M. Yousfi, et A. Hamani, « Modeling and basic data for streamer dynamics in N₂ and O₂ discharges », *J. Appl. Phys.*, vol. 84, p. 4161-4169, oct. 1998.
- [63] A. D. Richards, B. E. Thompson, et H. H. Sawin, « Continuum modeling of argon radio frequency glow discharges », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, n° 9, p. 492-494, mars 1987.
- [64] A. Fiala, *Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge lumineuse à basse pression*. Toulouse 3, 1995.
- [65] V. Vahedi, C. K. Birdsall, M. A. Lieberman, G. DiPeso, et T. D. Rognlien, « Verification of frequency scaling laws for capacitive radio-frequency discharges using two-dimensional simulations* », *Phys. Fluids B Plasma Phys.*, vol. 5, n° 7, p. 2719-2729, juill. 1993.

- [66] T. J. Sommerer et M. J. Kushner, « Numerical investigation of the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo-fluid hybrid model », *J. Appl. Phys.*, vol. 71, n° 4, p. 1654-1673, févr. 1992.
- [67] A. Fiala, L. C. Pitchford, et J. P. Boeuf, « Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges », *Phys. Rev. E*, vol. 49, n° 6, p. 5607-5622, juin 1994.
- [68] L. C. Pitchford *et al.*, « Triggered breakdown in low-pressure hollow cathode (pseudospark) discharges », *J. Appl. Phys.*, vol. 78, n° 1, p. 77-89, juill. 1995.
- [69] A. Bogaerts, R. Gijbels, et W. J. Goedheer, « Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge », *J. Appl. Phys.*, vol. 78, n° 4, p. 2233-2241, août 1995.
- [70] « BOLSIG+ | Electron Boltzmann equation solver ». .
- [71] O. Ducasse, *Modélisation électrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz*. Toulouse 3, 2006.
- [72] P. Bérard, *Etude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique*. Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris, 2008.
- [73] J.-C. Matéo-Vélez, « Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique », Toulouse, ENSAE, 2006.
- [74] J. Chen et J. H. Davidson, « Electron Density and Energy Distributions in the Positive DC Corona: Interpretation for Corona-Enhanced Chemical Reactions », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 22, n° 2, p. 199-224, juin 2002.
- [75] L. G. H. Huxley et R. W. Crompton, *Diffusion and Drift of Electrons in Gases*. New York: John Wiley & Sons, 1974.
- [76] E. W. McDaniel et E. A. Mason, « Mobility and diffusion of ions in gases », 1973.
- [77] O. A. Sid'Ahmed, « Etude numérique et expérimentale de l'intensification des transferts convectifs par vent ionique », NANTES, 2010.
- [78] J. Boeuf, Y. Lagmich, T. Calligari, et L. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and acceleration in surface discharges », in *37th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference*, 2006, p. 3574.
- [79] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge », *J. Appl. Phys.*, vol. 97, n° 10, p. 103307, mai 2005.
- [80] A. A. Kulikovskiy, « The mechanism of positive streamer acceleration and expansion in air in a strong external field », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 10, p. 1515, 1997.
- [81] R. Morrow, « Theory of negative corona in oxygen », *Phys. Rev. A*, vol. 32, n° 3, p. 1799-1809, sept. 1985.
- [82] O. M. Stuetzer, « Ion drag pressure generation », *J. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 7, p. 984-994, 1959.
- [83] M. Robinson, « Movement of air in the electric wind of the corona discharge », *Trans. Am. Inst. Electr. Eng. Part Commun. Electron.*, vol. 80, n° 2, p. 143-150, mai 1961.
- [84] R. S. Sigmund et I. H. Lågstad, « Mass and species transport in corona discharges », *High Temp Chem Process.*, vol. 2, n° 4, p. 5, 1993.
- [85] P. Béquin, K. Castor, et J. Scholten, « Electric wind characterisation in negative point-to-plane corona discharges in air », *Eur. Phys. J. - Appl. Phys.*, vol. 22, n° 1, p. 41-49, avr. 2003.
- [86] S. El-Khabiry et G. M. Colver, « Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow », *Phys. Fluids*, vol. 9, n° 3, p. 587-599, 1997.
- [87] R. S. Sigmund, A. Goldman, et M. Goldman, « Ring vortex gas flow in negative point coronas », in *Proc. 10th Int. Conf. On Gas Disch. And their Appl.*, Swansea, UK, 1992, p. 330-333.

- [88] R. S. Sigmond, *Electrical breakdown of gases*. New York: Wiley: J. M. Meek and J. D. Craggs, 1978.
- [89] F. Grange, N. Soulem, J. F. Loiseau, et N. Spyrou, « Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 8, p. 1619, 1995.
- [90] J.-C. Matéo-Vélez, P. Degond, F. Rogier, A. Séraudie, et F. Thivet, « Modelling wire-to-wire corona discharge action on aerodynamics and comparison with experiment », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 3, p. 035205, 2008.
- [91] J.-C. Matéo-Vélez, F. Rogier, F. Thivet, et P. Degond, « Numerical Modeling of Plasma – Flow Interaction », in *Computational Science – ICCS 2006*, 2006, p. 1-9.
- [92] F. Rogier, J.-C. Mateo-Velez, et G. Quinio, « Numerical modeling of DC discharges in air flows », *Comput. Phys. Commun.*, vol. 177, n° 1-2, p. 78-79, 2007.
- [93] J. Boeuf, Y. Lagmich, T. Calligari, et L. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and acceleration in surfaces discharges », in *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, 2006, p. 3574.
- [94] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge », *J. Appl. Phys.*, vol. 97, n° 10, p. 103307, mai 2005.
- [95] E. Moreau, « Applications des plasmas non thermiques au contrôle électrofluidodynamique des écoulements », in *Conférence invitée aux Journées CNRS Plasmas Froids, Bonascre, Octobre 2005.*, France, 2005.
- [96] A. Seraudie, E. Aubert, N. Naudé, et J. Cambronne, « Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions », in *3rd AIAA Flow Control Conference*, 2006, p. 3350.
- [97] M. Robinson, « Movement of air in the electric wind of the corona discharge », *Trans. Am. Inst. Electr. Eng. Part Commun. Electron.*, vol. 80, n° 2, p. 143-150, mai 1961.
- [98] L. Zhao et K. Adamiak, « Numerical Simulation of the Effect of EHD Flow on Corona Discharge in Compressed Air », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 49, n° 1, p. 298-304, janv. 2013.
- [99] L. Zhao et K. Adamiak, « Effects of EHD and External Airflows on Electric Corona Discharge in Point-Plane/Mesh Configurations », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 45, n° 1, p. 16-21, janv. 2009.
- [100] S. Ould Ahmedou et M. Havet, « Effect of process parameters on the EHD airflow », *J. Electrostat.*, vol. 67, n° 2, p. 222-227, mai 2009.
- [101] P. Seimandi, G. Dufour, et F. Rogier, « An asymptotic model for steady wire-to-wire corona discharges », *Math. Comput. Model.*, vol. 50, n° 3, p. 574-583, août 2009.
- [102] D. Cagnoni, F. Agostini, T. Christen, N. Parolini, I. Stevanović, et C. de Falco, « Multiphysics simulation of corona discharge induced ionic wind », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 23, p. 233301, déc. 2013.
- [103] S. Chen, J. C. P. Y. Nobelen, et S. Nijdam, « A self-consistent model of ionic wind generation by negative corona discharges in air with experimental validation », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 26, n° 9, p. 095005, 2017.
- [104] K. Adamiak, V. Atrazhev, et P. Atten, « Corona discharge in the hyperbolic point-plane configuration: direct ionization criterion versus an approximate formulations », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, n° 5, p. 1015-1024, oct. 2005.
- [105] J. Chen et J. H. Davidson, « Model of the Negative DC Corona Plasma: Comparison to the Positive DC Corona Plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, n° 1, p. 83-102, mars 2003.
- [106] J. L. Davis et J. F. Hoburg, « Wire-duct precipitator field and charge computation using finite element and characteristics methods », *J. Electrostat.*, vol. 14, n° 2, p. 187-199, août 1983.
- [107] P. Wang, F. g Fan, F. Zirilli, et J. Chen, « A Hybrid Model to Predict Electron and Ion Distributions in Entire Interelectrode Space of a Negative Corona Discharge », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, n° 2, p. 421-428, févr. 2012.

- [108] J. Zhang et K. Adamiak, « A multi-species DC stationary model for negative corona discharge in oxygen; point-plane configuration », *J. Electrostat.*, vol. 65, n° 7, p. 459-464, juin 2007.
- [109] B. L. Henson, « Toward a fundamental model for steady point-plane corona discharges », *J. Appl. Phys.*, vol. 55, n° 1, p. 150-157, janv. 1984.
- [110] R. S. Sigmond, « The unipolar corona space charge flow problem », *J. Electrostat.*, vol. 18, n° 3, p. 249-272, oct. 1986.
- [111] A. A. Kulikovskiy, « Analytical model of positive streamer in weak field in air: application to plasma chemical calculations », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, n° 4, p. 1339-1346, août 1998.
- [112] J. Chen et J. H. Davidson, « Ozone Production in the Positive DC Corona Discharge: Model and Comparison to Experiments », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 22, n° 4, p. 495-522, déc. 2002.
- [113] P. Vann Bush et T. R. Snyder, « Laboratory analyses of corona discharges », *J. Electrostat.*, vol. 19, n° 1, p. 83-99, janv. 1987.
- [114] P. Bérard, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Corona discharges in atmospheric air between a wire and two plates », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, n° 11, p. 2248-2249, 2011.
- [115] P. M. Morse et H. Feshbach, « Methods of Theoretical Physics, McGraw-Hill, New York, 1953 », *Google Sch.*
- [116] M. R. Spiegel et O. Guerrero Ribero, *Mathematical Handbook of Formulas and Tables. Manual de fórmulas y tablas matemáticas: 2400 fórmulas y 60 tablas.* 1998.
- [117] K. Yanallah, F. Pontiga, et J. H. Chen, « A semi-analytical study of positive corona discharge in wire-plane electrode configuration », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 34, p. 345202, 2013.
- [118] E. Warburg, « Charakteristik des spitzenstromes », *Handb. Phys.*, 1927.
- [119] Y. Zebboudj, « Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased probe », *IEE Proc. - Sci. Meas. Technol.*, vol. 147, n° 2, p. 74-80, mars 2000.
- [120] W. Deutsch, « Über die dichtevertelung unipolarer ionenströme », *Ann. Phys.*, vol. 408, n° 5, p. 588-612, 1933.
- [121] F. W. (Frank W. Peek, *Dielectric phenomena in high voltage engineering.* New York [etc.] McGraw-Hill Book Company, Inc., 1915.
- [122] K. Yanallah, F. Pontiga, Y. Meslem, et A. Castellanos, « An analytical approach to wire-to-cylinder corona discharge », *J. Electrostat.*, vol. 70, n° 4, p. 374-383, août 2012.
- [123] F. W. Peek, *Dielectric phenomena in high-voltage engineering*, 3d ed. New York [etc.]: McGraw-Hill Book Company, inc., 1929.
- [124] K. Yanallah, F. Pontiga, A. Fernández-Rueda, et A. Castellanos, « Experimental investigation and numerical modelling of positive corona discharge: ozone generation », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 42, n° 6, p. 065202, 2009.
- [125] H. K. Versteeg et W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method.* Pearson Education, 2007.
- [126] W. P. Jones et B. E. Launder, « The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 15, n° 2, p. 301-314, févr. 1972.
- [127] J. (1842-1929) A. du texte Boussinesq, *Essai sur la théorie des eaux courantes / par J. Boussinesq.* 1877.
- [128] « CFD Simulation Software | ANSYS Fluids ». [En ligne]. Disponible sur: [//www.ansys.com/products/fluids](http://www.ansys.com/products/fluids). [Consulté le: 17-juill-2018].
- [129] C. Soria, F. Pontiga, et A. Castellanos, « Plasma chemical and electrical modelling of a negative DC corona in pure oxygen », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 13, n° 1, p. 95, 2004.
- [130] J. Chen, *Direct Current Corona-enhanced Chemical Reactions.* University of Minnesota, 2002.

- [131] E. D. Fylladitakis, A. X. Moronis, et M. P. Theodoridis, « A mathematical model for determining an electrohydrodynamic accelerator's monopolar flow limit during positive corona discharge », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 45, n° 3, p. 432-440, 2017.
- [132] F. C. Lai et J. Mathew, « Heat Transfer Enhancement by EHD-Induced Oscillatory Flows », *J. Heat Transf.*, vol. 128, n° 9, p. 861-869, mars 2006.
- [133] R. S. Islamov, « An analytical model of the ionic wind in a regular ultracorona », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 37, p. 375204, 2013.
- [134] K. Yanallah, F. Pontiga, M. R. Bouazza, et J. H. Chen, « The effect of the electric wind on the spatial distribution of chemical species in the positive corona discharge », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 33, p. 335203, 2017.
- [135] S. Mantach et K. Adamiak, « A double-vortex EHD flow pattern generated by negative corona discharge in point-plane geometry », *J. Electrostat.*, vol. 93, p. 118-124, juin 2018.
- [136] B. A. Kozlov et V. I. Solovyov, « Electric wind in electrode systems with corona points », *Tech. Phys.*, vol. 52, n° 7, p. 892-897, juill. 2007.
- [137] E. Guyon, J.-P. Hulin, L. Petit, et C. D. Mitescu, *Physical hydrodynamics*. Oxford University Press, 2015.
- [138] D. Lacoste, D. Pai, et C. Laux, « Ion Wind Effects in A Positive DC Corona Discharge in Atmospheric Pressure Air », in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018.
- [139] R. S. Sigmond et I. H. Lågstad, « Mass and species transport in corona discharges », *High Temp Chem Process.*, vol. 2, n° 4, p. 5, 1993.
- [140] P. E. Morrow, « An evaluation of recent NO_x toxicity data and an attempt to derive an ambient air standard for NO_x by established toxicological procedures », *Environ. Res.*, vol. 10, n° 1, p. 92-112, août 1975.

Résumé :

Dans ce travail nous avons étudié la génération du vent électrique par une décharge électrique couronne dans l'air, pour une configuration d'électrodes fil-plan. L'objectif de notre travail est de comprendre les paramètres qui contrôlent les écoulements EHD (vent électrique) des gaz induits par les décharges électriques couronnes afin d'obtenir un vent maximal et d'optimiser son action sur les écoulements.

Dans la première partie de cette étude, nous avons développé dans notre groupe un modèle analytique de la décharge électrique couronne. Ce qui a permis de déterminer les distributions spatiales des espèces chargées (électrons, ions positifs et ions négatifs), du champ électrique et par la suite la force électrohydrodynamique (EHD), qui est un élément essentiel utilisé dans la détermination du profil de l'écoulement. Le modèle analytique développé se base sur la résolution des équations de continuité des particules chargées couplées à l'équation de Poisson, dans le régime stationnaire. D'habitude, le calcul numérique fournit des solutions très précises, mais le temps de calcul est très long. En outre, ce modèle analytique a permis de résoudre les équations de la décharge électrique avec moins d'effort numérique.

Dans la deuxième partie de cette étude nous avons déterminé par simulation numérique, le profil de vent électrique ainsi que son rôle sur l'activité chimique pendant la décharge électrique. Pour effectuer cette tâche, nous avons utilisé un modèle mathématique qui se base sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes couplées aux équations de continuité des particules neutres dans le régime stationnaire. Les résultats trouvés montrent les distributions spatiales de la vitesse du vent ionique (pour les deux polarités positive et négative) et celles des différentes espèces neutres (O, O₃, N, NO, NO₂, NO₃) produites par la décharge électrique couronne positive à courant continu dans l'air sec.

Mots clés : *vent électrique, décharge électrique couronne, modèle analytique, production d'espèces chimiques.*

المخلص :

في هذا العمل قمنا بدراسة الرياح الأيونية الناتجة عن التفريغ الكهربائي الكلاسيكي (التاجي) في الهواء المحصور بين قطبين (سلك و صفيحة). الهدف من ذلك هو فهم العوامل التي تتحكم في سريان الرياح الأيونية (الرياح الكهربائية) المتولدة عن هذا التفريغ، قصد التحصل على رياح أيونية سرعتها اعظمية و تحسين تأثيرها على هذا السريان حتى يكون له سرعة أكبر.

في الجزء الأول من هذه الدراسة، قام فريقنا بتطوير نموذج تحليلي لحل معادلات التفريغ الكهربائي التاجي، الامر الذي سمح لنا بتحديد التوزيع المكاني ذي البعدين للجسيمات المشحونة (الكترونات، الشوارد الموجبة و الشوارد السالبة)، و كذا الحقل الكهربائي، و ذلك في المساحة المحصورة بين القطبين. هذه النتائج سمحت لنا بتحديد و توزيع القوة الكهرو-هيدروديناميكية (الكهربائية) التي هي عنصر أساسي لتحديد ديناميكية سريان الرياح الأيونية.

يعتمد نموذجنا التحليلي على حل معادلات الاستمرارية للجسيمات المشحونة الى جانب معادلة بواسون في النظام الثابت زمنيا، غالبا النماذج الرقمية المستعملة لحل هذه المعادلات تعطي نتائج دقيقة، ولكنها تستغرق وقتا أطول، على عكس نموذجنا التحليلي الذي يقدم نتائج خلال وقت أقصر و بدقة عالية.

في الجزء الثاني من هذه الدراسة قمنا بتحديد سرعة الرياح الأيونية عن طريق المحاكاة الرقمية و ابراز تأثيرها على التفاعلات الكيميائية الناتجة عن التفريغ الكهربائي. لذلك استعملنا نمودجا رياضيا لحل جملة المعادلات (معادلات نافير ستوكس و معادلات الاستمرارية للجسيمات غير المشحونة) في النظام الثابت زمنيا.

تحصلنا على نتائج تمثلت في التوزيع المكاني لسرعة الرياح الأيونية في حالتنا الاستقطاب (الموجب و السالب) و توزيع الجسيمات غير المشحونة (O, N, NO, O₃, NO₂, NO₃) الناتجة عن التفريغ الكهربائي التاجي الموجب في الهواء الجاف.

الكلمات المفتاحية: الرياح الكهربائية، التفريغ الكهربائي التاجي، النموذج الرياضي، انتاج الجسيمات الكيميائية.