

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Ibn KHALDOUN – TIARET



Faculté des Sciences de la Matière  
Département de Physique

**Mémoire**

Présenté par : M<sup>elle</sup> Fatima MOUEDDEB

Pour obtenir le diplôme de

**Master**

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux  
Thème :

**Etude de paramètres d'une décharge électrique couronne lors du  
changement de la configuration d'électrodes**

Soutenu le : 22 juin 2020

Devant le jury composé de:

M. Khelifa	YANALLAH	Pr	Président
M. Kuider	HADJI	MCB	Examineur
M. Mohammed	BOUADI	MCA	Encadrant
M. Mohamed Ridha	BOUAZZA	Docteur	Co-Encadrant

Année universitaire : 2019-2020

# **R**emerciemen

**A**llah le bénéfique soit loué et qu'il nous guide sur la bonne voie

**A**insi je remercie Mon Encadreur MOHAMMED BOUADI pour tous ses conseils et ses orientations pour la réalisation de ce travail. avec mon Hommages respectueux à son égard.

**M**es remerciements à mon coencadreur Mr MOHAMED Ridha Bouazza pour ses bienveillances

**J**e tiens aussi à remercier tous les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger mon travail

**J**e remercie ceux qui m'ont aidé et témoigner leur sympathie



# Dédicace

*A mon père et ma mère pour leur dévouement à mon égard;*

*A mes frères,*

*A ma sœur,*

*A toute la famille,*

*Moueddeb,*

*A ma très chère Aïcha*

*Enfin: A tous ceux que j'ai oubliés, qu'ils m'en excusent.*



# Sommaire

Liste des abréviations

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction Générale..... 01

## CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES PLASMAS ET LES DECHARGES

I.1 Définition d'un plasma.....	03
I.2 Principales grandeurs caractéristiques .....	03
I.2.1 Degré d'ionisation.....	03
I.2.2 Températures électronique et ionique .....	04
I.2.3 Densité des particules.....	05
I.2.4 Longueur de Debye .....	05
I.2.5 Libre parcours moyen .....	07
I.2.6 Fréquence plasma.....	07
I.2.7 Distribution d'énergie des électrons .....	09
I.2.8 Gaine du plasma.....	10
I.3 Classification des plasmas.....	11
I.4 Application du plasma .....	12
I.5 Techniques de génération des plasmas non thermiques à pression atmosphérique .....	12
I.5.1 Décharges électriques à pression atmosphérique .....	12
I.5.2 Diversité des décharges.....	12
I.5.2.1 Décharge à Barriere diélectrique .....	13
I.5.2.2 Décharge couronne .....	14
I.5.2.3 Différents régimes de la décharge électrique (caractéristique courant-tension).....	14
I.5.2.4 Facteurs influençant la décharge couronne .....	16
I.5.2.5 Types de décharge couronne .....	16
a. Décharge couronne positive.....	16
b. Décharge couronne négative.....	17
c. Différence entre la décharge positive et la décharge négative.....	19
I.6 Applications utilisant la décharge couronne .....	19
I.6.1 Paratonnerre.....	19

I.6.2 Filtre électrostatique .....	20
I.6.3 Dépollution des effluents gazeux.....	20
I.6.4 Générateurs d’ozone .....	21
I.6.5 Séparateur électrostatique.....	22
I.7 Effets d’une décharge sur la dynamique du gaz.....	22
I.7.1 Introduction .....	22
I.7.2 Vent ionique .....	23
I.7.2.1 Vitesse du vent ionique .....	24
I.7.3 Principe du vent ionique produit par une décharge couronne .....	25
I.7.3.1 Quelques applications du vent ionique.....	27
I.7.3.2 Futur et défis en cours .....	29
I.8 Conclusion .....	30
Références bibliographiques de l’introduction générale et du chapitre I.....	31

## **CHAPITRE II : MODELISATION DES PHENOMENES DE LA DECHARGE COURONNE**

II.1 Introduction.....	35
II.2 Modèle physique .....	36
II.2.1 Fonction de distribution .....	36
II.2.2 Fonction de Boltzmann et ses moments.....	37
II.3 Modèle électrique auto cohérent .....	38
II.3.1 Modèles particuliers (microscopiques) .....	38
II.3.2 Modèle fluide .....	39
a) Approximation du champ local (ACL).....	39
b) Approximation de l’énergie locale (AEL) .....	40
II.3.3 Modèles hybrides.....	40
II.4 Equations utilisées dans le modèle fluide .....	41
II.4.1 Equation de continuité .....	42
II.4.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement .....	42
II.4.3 Equation d’énergie.....	42
II.4.4 Modèle de dérive-diffusion .....	43
II.4.5 Equation de Poisson.....	43
II.5 La force électro hydrodynamique (EHD).....	44
II.5.1 Modèle hydrodynamique du gaz .....	45
II.5.2 Modèle k-epsilon (k-ε).....	46

II.6 Les conditions aux limites .....	48
Références bibliographiques du chapitre II.....	49

### **Chapitre III : RESULTATS ET DISCUSSION**

III.1 La force EHD.....	53
III.2 La vitesse du gaz .....	55
III.3 Conclusion .....	59
Références bibliographiques du chapitre III.....	60
<b>Conclusion Générale</b> .....	61

ملخص .....

Abstract.....

Résumé.....

## Liste des abréviations

$\alpha$	Coefficient d'ionisation
$N_e$	Densité des électrons
$N_p$	Densité des ions positifs
$N_n$	Densité des ions négatifs
$N_j$	Densité des particules neutres
$T_e$	Température électronique
$T_n$	Température des espèces neutres
$T_i$	Température ionique
$\lambda_D$	Longueur de Debye
$\epsilon_0$	Permittivité du vide
$K_B$	Constante de Boltzmann
$e$	Charge électrique
$P$	Pression
$\phi$	Tension Appliquée
$\phi_{onset}$	Tension d'amorçage
$r$	Vecteur de position
$v$	Vecteur de vitesse
$f$	Fonction de distribution
$\gamma$	Accélération
$E$	Champ électrique
$\langle v \rangle$	Vitesse moyenne des particules
$J_i$	Flux des particules chargées i
$\mu_i$	Mobilité des particules chargées i
$D_i$	Coefficient de diffusion de l'espèce chargée i
$e_i$	Charge de l'espèce chargée i
$e_0$	Valeur absolue de la charge électronique
$S_{ij}$	Terme source pour les espèces chargées et les espèces neutres j
$V$	Vitesse d'écoulement du gaz
$m_e$	Masse électronique

$m_i$	Masse de l'espèce $i$
$\nu_i$	Fréquence d'échange de la quantité de mouvement par collision avec les neutres
$F_{EHD}$	Force électro hydrodynamique (EHD)
$j_i$	Densité de courant de l'espèce
$I$	Intensité de courant de la décharge
$\rho$	Masse volumique de l'air
$d$	Distance inter-électrodes
$r_0$	Rayon du fil
$w$	Longueur du fil
$\eta$	Coefficient d'attachement
$J_e$	Flux des électrons
$J_P$	Flux d'ions positifs
$J_n$	Flux d'ions négatifs
$J(0)$	Densité de courant sur la surface du fil
$\lambda$	Viscosité dynamique de l'air
$\mu_t$	Viscosité turbulente
$\tau_R$	Tenseur de Reynolds
$I$	Tenseur unité
$\varepsilon$	Taux de dissipation turbulente
$K$	Energie cinétique turbulente
$E_C$	Energie cinétique
$\nu$	Fréquence de collision
$\nu_{th}$	Vitesse thermique
$V_b$	Tension de claquage
$\omega_p$	Pulsation



## Liste des figures

<b>Figure I.1</b> : États de la matière : du solide au plasma .....	03
<b>Figure I.2</b> : Distribution des particules en fonction de la vitesse $u$ . .....	04
<b>Figure I.3</b> : Perturbation d'un élément de plasma de longueur $\ell$ . .....	08
<b>Figure I.4</b> : Distribution d'énergie des électrons d'un plasma froid.....	09
<b>Figure I.5</b> : Potentiel DC entre les 2 électrodes.....	10
<b>Figure I.6</b> : Systèmes d'électrodes les plus couramment utilisés pour la production des .....	
'Décharges à Barrière Diélectrique (DBD) volumique et surfacique' .....	13
<b>Figure I.7</b> : Différentes configurations de la décharge couronne. ....	14
<b>Figure I.8</b> : Caractéristique 'courant-tension' d'une décharge électrique dans l'air à pression .	
Atmosphérique (configuration 'pointe-plan') .....	15
<b>Figure I.9</b> : Schématisation d'une décharge couronne continue positive.....	17
<b>Figure I.10</b> : Schématisation d'une décharge couronne continue négative. ....	18
<b>Figure I.11</b> : Utilisation de la décharge couronne dans le paratonnerre .....	20
<b>Figure I.12</b> : Filtre électrostatique par décharge couronne .....	20
<b>Figure I.13</b> : Principales étapes de la destruction des oxydes toxiques .....	
par décharge électrique couronne 'fil central-cylindre'. .....	21
<b>Figure I.14</b> : Composants de base de toute installation expérimentale d'ozonation.....	21
<b>Figure I.15</b> : Utilisation de la décharge couronne dans la séparation électrostatique .....	22
<b>Figure I.16</b> : Visualisation de l'écoulement d'air : .....	
(a) en absence de la décharge et, (b) en présence de la décharge.....	24
<b>Figure I.17</b> : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de ladécharge.....	25
<b>Figure I.18</b> : Mécanismes ioniques se révélant à la base du vent ionique pour les décharges	
couronnes positive et négative.....	26
<b>Figure I.19</b> : Vent ionique utilisé dans le décollement d'une couche limite au niveau de l'aile d'un	
avion.....	28
<b>Figure I.20</b> : Illustration de l'effet du vent ionique qui agit à la surface d'un engin pour diminuer le	
frottement avec l'air ambiant.....	28
<b>Figure I.21</b> : Simple exploitation du vent ionique pour ventilation.....	29
<b>Figure II.1</b> : Schémas de la géométrie utilisée ('fil-plan', 'deux fils-plan' ou 'trois fils-plan') ..	48
<b>Figure III.1</b> : Illustration schématique de la géométrie utilisée 'fil-plan' .....	52
<b>Figure III.2</b> : Illustration schématique de la géométrie utilisée 'trois fil-plan' .....	53
<b>Figure III.3</b> : Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la composante $F_x$ de la force EHD. 53	

<b>Figure III.4:</b> Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la composante $F_y$ de la force EHD..	54
<b>Figure III.5:</b> Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la force EHD.....	54
<b>Figure III.6:</b> Distributions spatiales, à 2D, de l'amplitude de la vitesse de l'air et lignes d'écoulement dans les trois configurations (cas (a), cas (b) et cas (c)) .....	56
<b>Figure III.7:</b> Variation de la vitesse maximale du vent ionique, en fonction de l'intensité du courant électrique, dans les trois configurations (cas (a), cas (b) et cas (c)) .....	57
<b>Figure III.8:</b> Variation de la vitesse du vent ionique le long de l'axe (oy), pour différentes valeurs de (x), dans les trois configurations (cas (a), cas (b) et cas (c)) .....	58
<b>Liste des tableaux</b>	
<b>Tableau II.1 :</b> Paramètres empiriques utilisés dans le modèle (k- $\epsilon$ ) .....	47
<b>Tableau III.1 :</b> Paramètres de la décharge utilisés dans la modélisation.....	52

### Introduction Générale

Après les trois états couramment connus (solide, liquide et gazeux), le plasma est considéré comme étant le quatrième état de la matière, dans l'échelle croissante des températures. Le plasma se trouve naturellement dans l'univers, comme il peut être créé artificiellement. C'est le physicien américain Irving Langmuir, qui a introduit le terme 'plasma', en 1928 [1], pour la première fois, pour désigner un gaz ionisé globalement neutre, après avoir reçu une énergie suffisante pour arracher les électrons des particules neutres. Cette énergie peut être fournie par une source externe en produisant, entre autres, un champ électrique qui sert à modifier le mouvement des espèces chargées. Ce procédé de création du plasma est appelé 'décharge électrique'.

La décharge électrique consiste en un mouvement de charges électriques d'une électrode vers une autre électrode de configuration géométrique adéquate. Cette décharge électrique génère un mouvement du gaz plasmagène appelé 'vent électrique' (ou ionique) [2]. Dans notre travail, la décharge se produit, dans l'air à pression atmosphérique, entre une électrode (des fils) portée à une haute tension positive (l'anode) et une électrode (plaque) portée à la masse (la cathode) ; ce qui représente un cas qui fait partie des 'décharges électriques couronnes'. Une décharge couronne se développe entre deux électrodes dont l'une est courbée (l'électrode couronne ou stressée), et l'autre est moins courbée, ou même plane, après application d'une grande différence de potentiel électrique entre ces deux électrodes. Ceci crée un fort champ électrique autour de l'électrode stressée, provoquant ainsi le claquage du gaz.

Les quelques électrons, se trouvant naturellement dans l'air, sont accélérés par le champ électrique et créent, par collisions avec les particules neutres, d'autres électrons et des ions positifs qui sont eux-mêmes (nouveaux électrons et ions positifs) accélérés par le champ électrique. Lors des collisions de ces ions avec les molécules neutres du gaz, ils leur transmettent une partie de leur quantité de mouvement. Il apparaît ainsi, le vent ionique ou l'écoulement électro-hydrodynamique (EHD) qui est un flux de gaz macroscopique, dont les vitesses maximales peuvent atteindre plusieurs mètres par seconde. Connue depuis longtemps [3], et malgré sa grande complexité intrinsèque, ce flux de vent ionique demeure, cependant, un important sujet d'investigation et de recherche, vu son notable intérêt industriel. Parmi les applications industrielles du vent ionique, produit par une décharge électrique, on cite notamment, l'amélioration du transfert de chaleur [4], les pompes et les micro-pompes [5], la collecte des particules poussiéreuses [6] et le contrôle du flux EHD [7]. En outre, les dispositifs technologiques, conçus pour mettre en œuvre la décharge électrique couronne, présentent des avantages supplémentaires tels qu'une simple conception, une taille réduite, une légèreté remarquable, un faible coût de revient, l'absence de pièces mobiles et une longue durée de vie.

## Introduction Générale

---

Quand l'électrode stressée est portée à une haute tension positive, il s'agit, par définition, d'une décharge couronne positive, et vice-versa. La présente étude porte sur la modélisation de la génération du vent ionique produit par une décharge électrique couronne positive de type 'fil(s)-plaque', dont l'objectif est d'essayer de comprendre certains mécanismes se trouvant à la base de la naissance et de l'évolution de l'écoulement EHD, afin de déceler les principaux paramètres le régissant. Cette étude repose, simultanément, sur la prise en compte de la dynamique du gaz plasmagène réactif, d'une part, et du couplage entre le modèle dynamique et le modèle électrique de la décharge dans le gaz, d'autre part.

Ainsi, le cadre général de cette pré-initiation à la recherche sera cerné de la manière suivante :

**Introduction Générale :** Bref aperçu historique portant sur le plasma.

**Chapitre I :** Généralités sur les plasmas et les décharges

**Chapitre II :** Modélisation des phénomènes de la décharge couronne.

Cette modélisation des phénomènes électro-hydrodynamiques de la décharge couronne s'effectue dans ses deux volets (modèle physique et modèle mathématique), où l'écoulement d'air s'effectue, dans un canal ouvert constitué de deux plans (ou plaques) parallèles. Dans le plan mitoyen et, parallèlement aux deux plaques, se trouvent des fils parallèles entre eux, mais perpendiculaires à l'écoulement. La décharge couronne, qui s'effectue à courant continu, est décrite par les équations de continuité, des espèces chargées couplées à l'équation de Poisson. La force EHD responsable de la génération du vent électrique sera calculée, dans l'espace inter-électrodes, en se basant sur le travail de Yanallah et al. [8], puis elle sera injectée, en tant que paramètre d'entrée, dans les équations de Navier-Stokes qui seront résolues à l'aide du logiciel FLUENT, pour déterminer la vitesse du vent ionique.

**Chapitre III :** Résultats et Discussion : Nous adoptons une configuration géométrique d'électrodes 'fil-plan', pour laquelle nous déterminons les plus importantes caractéristiques physiques du vent ionique issu d'une décharge électrique couronne. Pour le même objectif, nous adoptons une configuration 'deux fils-plan', puis par une configuration 'trois fils-plan'. Finalement, une étude comparative sera effectuée, et les conclusions en seront tirées. Les résultats issus de l'exploitation du modèle analytique et de la génération de la décharge électrique couronne, pour déterminer les distributions spatiales de la force EHD et la vitesse du vent ionique, seront présentés et discutés

**Conclusion Générale :** Récapitulation des principaux résultats obtenus par la génération du vent ionique et mise, en relief, ainsi qu'une éventuelle utilité résultant d'une meilleure compréhension de l'écoulement EHD.

Notons que chaque chapitre de ce mémoire sera suivi de sa propre bibliographie.

*Chapitre –I–*

---

Généralités sur les plasmas et les décharges

## I.1 Définition d'un plasma

Le plasma est défini comme un milieu ionisé constitué, entre autres, de particules chargées (ions et électrons). Plus précisément, on désigne comme plasma tout gaz totalement ou partiellement ionisé. A noter que 99 % de la matière dans l'univers, connu aujourd'hui, est sous la forme de plasma, comme le milieu interstellaire, le vent solaire, les éclairs et les aurores boréales[9].

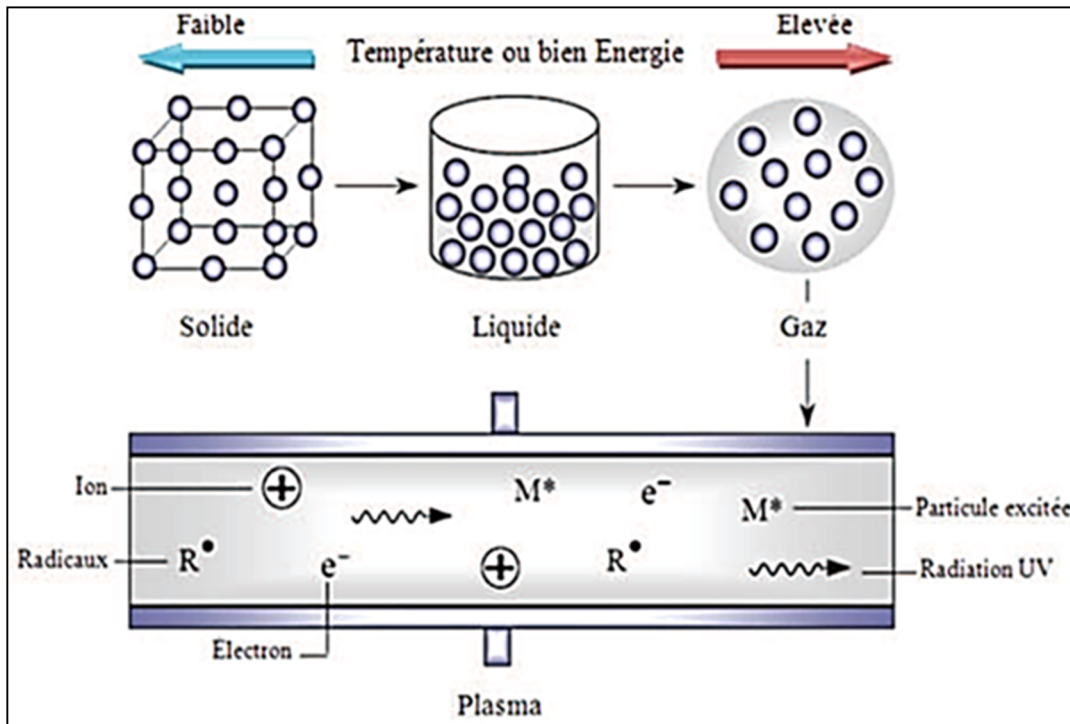


Figure I.1 : États de la matière : du solide au plasma

## I.2 Principales grandeurs caractéristiques

Les plasmas sont caractérisés, principalement, par les paramètres suivants : le degré d'ionisation, les températures électronique et ionique, la densité des particules, la fréquence du plasma, le libre parcours moyen, la longueur de Debye, la distribution d'énergie des électrons et la gaine du plasma.

### I.2.1 Degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est défini par :

$$\alpha = \frac{n_0}{n + n_0} \quad (\text{I.1})$$

Où  $n_0$  est la densité des électrons (ou ions positifs) et  $n$  est la densité des espèces neutres. Si  $\alpha < 10^{-4}$ , le plasma est dit « faiblement » ionisé et si  $\alpha > 10^{-4}$ , il est dit « fortement » ionisé.

Le mouvement des particules chargées peut être dominé, essentiellement, par des collisions avec d'autres particules chargées si le plasma est « fortement ionisé », ou par des collisions avec des particules neutres s'il est « faiblement ionisé ».

### I.2.2 Températures électronique et ionique

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translation des particules dans la décharge. Pour un gaz en équilibre thermodynamique avec des particules ayant des vitesses quelconques, la distribution la plus probable est la distribution Maxwellienne. Elle s'écrit, à une dimension, comme suit :

$$F(u) = A \exp\left[-\left(\frac{mu^2}{2}\right) K_B T\right] \quad (\text{I.2})$$

$K_B T$  est l'énergie thermique,  $u$  la vitesse d'une particule, et  $F$  est la fonction de distribution (nombre de particules, par unité de volume, ayant une vitesse comprise entre  $(u)$  et  $(u + du)$ ) (Figure I.2) et  $A$  est la constante de normalisation.

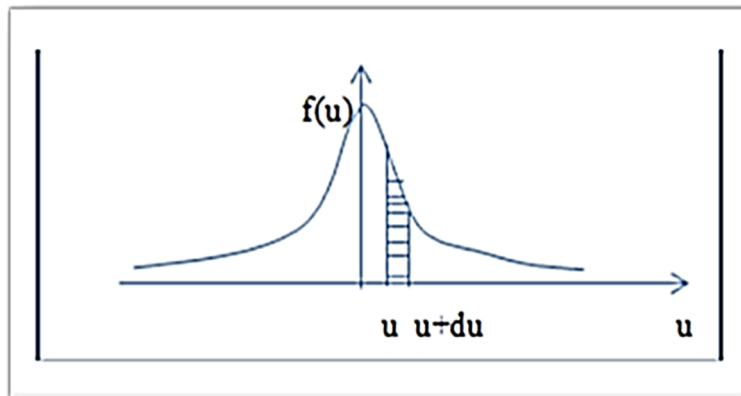


Figure I.2 : Distribution des particules en fonction de la vitesse  $u$ .

Cependant, vu la grande différence de masse qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux populations sont souvent considérées comme étant deux systèmes dont chacun se trouve dans son propre équilibre thermodynamique. C'est pourquoi lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, celle du gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée la plus importante pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma puisqu'ils sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz et la création des radicaux.

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors équilibre thermodynamique. Dans ce cas, les énergies des électrons, des ions et des molécules sont différentes, et il n'existe pas de température thermodynamique pour le plasma, comme on peut la définir pour un gaz neutre.

La valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit, cependant, une loi de distribution statistique, qui peut être de type Maxwell-Boltzmann, et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation :

$$E_c = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot m \cdot V^2 = \left(\frac{3}{2}\right) \cdot k_B \cdot T \quad (\text{I.3})$$

Où  $E_c$  est l'énergie cinétique,  $m$  la masse de la particule,  $V$  la vitesse moyenne,  $T$  la température en Kelvin, et  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ).

On définit ainsi trois températures :

$T_e$  : pour les électrons;  $T_i$  : pour les ions et  $T_n$  : pour les espèces neutres.

Les masses des ions et des molécules étant proches, leurs températures sont, donc, voisines et sont de l'ordre de la **température ambiante**. Par contre la température électronique est beaucoup plus élevée.

### I.2.3 Densité des particules

La densité  $n$  est définie comme le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions et particules neutres). La neutralité électrique du plasma implique que la densité ( $n_e$ ) des électrons = la densité ( $n_p$ ) des ions positifs, tout en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle. Si on considère la fonction de distribution des vitesses concernant les différentes particules, cette densité ( $n$ ) est donnée par :  $n = \int f(u) \cdot du$ , où, théoriquement, toutes les valeurs des vitesses sont possibles (de  $-\alpha$  à  $+\alpha$ ).

### I.2.4 Longueur de Debye

La neutralité électrique des plasmas est vraie, seulement, de façon macroscopique. Une caractéristique fondamentale du comportement d'un plasma et sa façon de faire écran à des potentiels électriques extérieurs qui lui sont appliqués. Evidemment, le champ électrique de chaque particule interagit avec les charges électriques des particules avoisinantes. Une charge immergée dans un plasma est entourée de charges de signe opposé qui tendent à écranter son champ coulombien. Autrement dit, la **distance maximale** à partir de laquelle le potentiel d'une particule est « masqué » par les charges des particules se trouvant autour de la particule considérée, est appelé la **longueur de Debye**. L'influence des charges de signe opposé, qui tendent à écranter le



champ coulombien de la particule considérée, a lieu pour toute distance inférieure à la longueur de

Debye  $\lambda_D$  définie par l'équation:  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{n_e \cdot q^2}}$

$$\text{Où } \lambda_D(\text{cm}) = 6.9 \sqrt{\frac{T_e(K)}{n_e(\text{cm}^{-3})}} \quad (\text{I.4})$$

Où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide.

Un gaz ionisé sera considéré comme un plasma si, et seulement si, la longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma, et si le nombre de particules dans ce qui est défini par '**la sphère de Debye**' est beaucoup plus grand que l'unité ( $N_D \gg 1$ ).

Cette longueur définit, aussi, le volume (la sphère de Debye) dans laquelle la règle de neutralité électrique peut être violée. Typiquement, la longueur de Debye d'un plasma à basse pression (~ 300 mTorr) est autour de 1mm et le nombre d'électrons dans la sphère de Debye se situe autour de  $10^4$  à  $10^7$  électrons.

Cette longueur peut, également, être calculée lorsque les particules chargées négativement sont séparées en deux populations de températures différentes.

Par exemple, dans le cas de plasmas électronégatifs, contenant les densités d'électrons  $n_e$  (de température  $T_e$ ), d'ions négatifs  $N_n$  (de température  $T_{i-}$ ) et d'ions positifs  $n_p$  (de température  $T_{i+}$ ), et que l'on considère la quasi-neutralité, avant perturbation ( $n_e + n_n = n_p$ ), la longueur de Debye en plasma électronégatif s'écrit alors:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot K_B \cdot T_e}{n_e \cdot q^2}} \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}} = \lambda_D \cdot \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}} \quad (\text{I.5})$$

$$\text{Avec } \gamma = \frac{T_e}{T_{i-}} \text{ et } \alpha = \frac{n_n}{n_e}$$

Qui représente l'électronégativité du plasma. Pour  $\alpha \gg 1$ , le plasma est fortement électronégatif.

Il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à  $\lambda_D$ . Cette notion est importante pour concevoir un réacteur plasma : la dimension (L) de l'enceinte doit être très supérieure à  $\lambda_D$  pour assurer la quasi-neutralité du plasma.

Le paramètre  $\lambda_D$  peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (plasmas spatiaux). En résumé, les critères pour les plasmas sont :

$L \gg \lambda_D$  ;  $N_D \gg 1$  et  $\omega \cdot \tau > 1$  où  $\omega$  est la pulsation du plasma et  $\tau$  la durée de vie (temps moyen consommé par une particule entre deux collisions successives).

### I.2.5 Libre parcours moyen

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen ( $\lambda$ ) est la distance parcourue par un électron, entre deux collisions successives. Il a une distribution spécifique, et est donné par la relation:

$$\lambda = \frac{1}{n_g \cdot \sigma} \quad \text{avec } \sigma = \pi \cdot r^2 \quad (\text{I.6})$$

Où  $n_g$  est la densité du gaz,  $r$  est le rayon de l'atome cible et  $\sigma$  est sa section efficace. Les plasmas se font, généralement, à basse pression : en abaissant la pression on diminue  $n_g$ , ce qui donne un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accélérées, par le champ électrique, entre deux collisions successives et, fournir ainsi un très grand transfert d'énergie lors de la collision qui suit ; ce qui facilite l'ionisation et permet d'obtenir un état de plasma stable. La fréquence de collision ( $\nu$ ) entre l'électron et les atomes cibles est :  $\nu = \frac{v_{th}}{\lambda}$

Ce qui équivaut à :

$$\nu = \sigma \cdot n_g \cdot \left( \frac{2K_B \cdot T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.7})$$

Où  $v_{th} = \left( \frac{2K_B \cdot T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$ , représente la vitesse thermique et  $m$  est la masse atomique.

### I.2.6 Fréquence plasma

Quand on provoque une perturbation locale dans un plasma, initialement neutre, de sa position d'équilibre, en faisant apparaître un excès d'électrons suivant un plan d'épaisseur  $d_\xi$  (comme c'est illustré sur la Figure I.3), il va y avoir accumulation de charges qui génèrent un champ électrique qui exercera une **force de rappel** sur les électrons en excès (revenir vers l'état d'équilibre de neutralité). Ces électrons, mis en mouvement, effectuent des oscillations autour d'une position d'équilibre moyenne avec une fréquence angulaire  $\omega_{pe}$  donnée par la relation :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{I.8})$$



Figure I.3 : Perturbation d'un élément de plasma de longueur  $l$ .

Si l'on tient compte de la masse finie des ions, on montre aussi que les ions ont un mouvement sinusoïdal de pulsation  $\omega_{pi}$ , appelée pulsation 'plasma ionique' :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_p q^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad (I.9)$$

Avec :

$m_e$  ( $m_i$ ) : masse de l'électron (de l'ion) ;

$\epsilon_0$  : permittivité du vide ( $8,8542 \cdot 10^{-12}$  F/m) ;

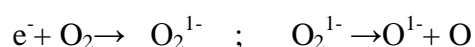
$q$  : la charge électronique ( $1,6022 \cdot 10^{-19}$  C) ;

avec :  $n_e = n_p = n_0$  dans le cœur du plasma (où  $n_0$  est la densité de charge initiale à  $t = 0$  sec). Par ailleurs, ces fréquences rendent compte de la capacité des charges (électrons et ions) à suivre les variations périodiques du champ électrique appliqué par le générateur. On distingue, alors, trois types de plasmas selon la valeur de la fréquence d'excitation appliquée  $f$  par le générateur par rapport aux fréquences plasmas électronique  $f_{pe}$  et ionique  $f_{pi}$  :

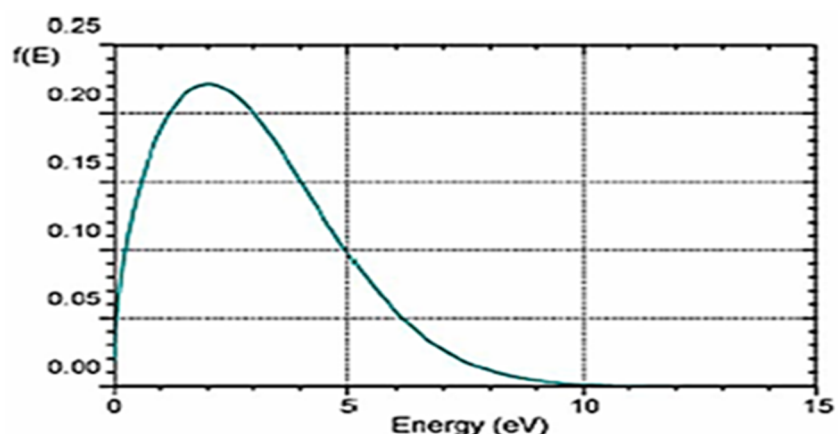
1. les plasmas basses fréquences (fréquence  $f$  de quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz) : ( $f < f_{pi} < f_{pe}$ ), où les électrons et les ions suivent les variations du champ appliqué
2. les plasmas radiofréquences (RF) (fréquence  $f$  de 1 MHz à 0.5 GHz) : ( $f_{pi} < f < f_{pe}$ ), où les ions sont confinés dans le plasma, alors que les électrons suivent encore les variations du champ électrique appliqué.
3. les plasmas hyperfréquences (fréquence  $f$  de 0.5 GHz à quelques GHz) : ( $f_{pi} < f_{pe} \leq f$ ), où les électrons et les ions sont tous confinés, et ne peuvent plus suivre le champ électrique appliqué.

### I.2.7 Distribution d'énergie des électrons

Les électrons libres sont les espèces les plus énergiques dans les plasmas. Ils obtiennent l'énergie du champ électrique, beaucoup plus rapidement que les ions et, lorsqu'on considère seulement les collisions élastiques, on peut les considérer thermiquement isolés des atomes et molécules par leur différence de masse. De cette façon, les électrons accumulent assez d'énergie cinétique pour effectuer des collisions inélastiques et produire l'ionisation nécessaire au maintien de la décharge. C'est l'excitation, l'ionisation, et la dissociation par impact d'électrons qui sont, également, les précurseurs de plusieurs autres réactions très importantes impliquant, strictement, des particules lourdes dans le plasma, telles que les réactions ion-molécule et les associations de radicaux. Comme exemple de l'attachement dissociatif dû à l'électron, on cite :



La distribution d'énergie des électrons d'un plasma froid peut être décrite par une approximation de Druyvesteyn (Figure I.4) [10] :



*Figure I.4: Distribution d'énergie des électrons d'un plasma froid.*

Il peut être observé qu'un petit nombre d'électrons ont des énergies, relativement, élevées (5 à 15 eV), alors que la majorité des électrons ont des énergies allant de 0,5 à 5 eV. Le potentiel d'ionisation de certains atomes est :  $O^+ = 15,6$  eV ;  $N^+ = 14,53$  eV ;  $H^+ = 13,6$  eV et  $C^+ = 11,26$  eV, et il correspond à la queue de la distribution d'énergie des électrons, ce qui explique le faible taux d'ionisation des plasmas froids. Il est important de noter que la plage d'énergie de la plupart des électrons (2 à 5 eV) est assez intense pour dissocier la plupart des liens chimiques (liaisons moléculaires) existant dans les structures comportant les éléments suscités et, ainsi, permettre de créer les radicaux libres.

### I.2.8 Gaine du plasma

La gaine du plasma est un volume séparé par une interface abrupte entre le volume du plasma, d'une part ; et les murs du réacteur, les électrodes, ou toute autre surface présente dans le réacteur, d'autre part. Les gaines se forment autour d'un plasma parce que, initialement, les électrons ont une vitesse thermique, au moins 100 fois plus grande que celle des ions. Ceci est dû à la plus faible masse des électrons par rapport à celle des ions ( $m_i/m_e \geq 1836$ ) et, aussi, à leur plus grande température par rapport à celle des ions :  $T_e \geq T_i$ . Ainsi, les électrons vont frapper, souvent, les murs de la chambre et les électrodes du réacteur et, par conséquent, ils seront retirés du plasma. Les ions, laissés derrière, vont donc créer une accumulation de charges positives autour du plasma qui va, ainsi, résister à la perte de plus d'électrons. (La Figure I.5) montre comment cette tension DC varie entre les deux électrodes. On peut comprendre, facilement, comment les électrons sont repoussés des murs de la chambre et guidés vers le plasma. Les ions, par contre, sont attirés vers les électrodes mais, vu leur grande masse, ils sont peu mobiles. Dans ce contexte, seuls les ions qui arrivent « par hasard » à l'interface entre le plasma et la gaine seront attirés vers les électrodes. Dans la plupart des réacteurs à plasma, on observe cette région appelée «dark sheath» qui est moins lumineuse que le cœur du plasma. Dans cette région, la densité et l'énergie des électrons sont très faibles : il y a, donc, moins de collisions avec des molécules et, ainsi, moins de photons émis par cette région.

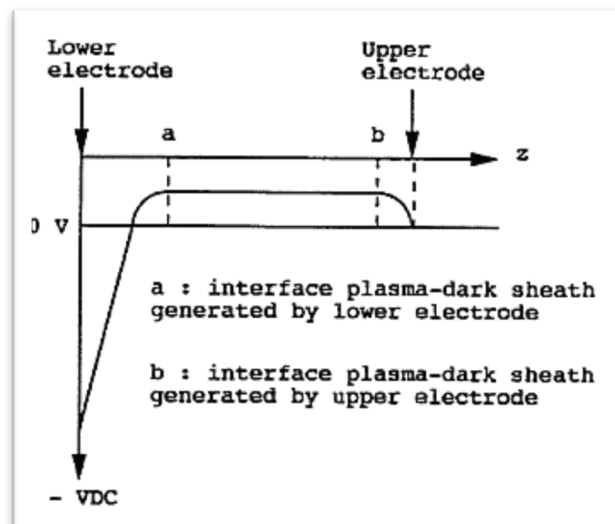


Figure I.5 : Potentiel DC entre les 2 électrodes

La gaine est très importante dans, par exemple, les traitements de surface par plasma puisque ses propriétés déterminent comment les particules du plasma interagissent avec la surface sous traitement. En particulier, l'énergie et la direction des ions qui frappent le substrat sont déterminées par leur passage à travers la gaine. Une différence de potentiel de l'ordre de 10 à des centaines de

volts, peut apparaître dans une gaine, ce qui donne aux ions des énergies cinétiques de l'ordre des dizaines à des centaines d'électronvolts.

### I.3 Classification des plasmas

En général, les plasmas peuvent être divisés en deux catégories principales [11] ; c'est à dire, a) des plasmas à haute température ou les plasmas dits « chauds » ou, encore, en équilibre thermodynamique local (**LTE**), et b) des plasmas à basse température, qui incluent les décharges dans les gaz. Les plasmas chauds sont caractérisés par une densité d'énergie élevée et une température égale à toutes les espèces (ions, électrons et neutres). Dans cette dernière catégorie, rentrent les plasmas naturels comme les étoiles, les aurores boréales, les éclairs, les flammes, ...etc; ce qui n'est pas le cas pour la plupart des plasmas créés au laboratoire. La deuxième catégorie appartient aux plasmas dits 'hors équilibre thermodynamique', appelés communément « plasmas froids », qui n'ont pas une seule température, proprement dite [12]. Ces plasmas « froids » sont caractérisés par une densité d'énergie plus faible que celle des plasmas en LTE, et une différence marquée entre la température électronique  $T_e$  et la température des particules lourdes. La majorité de ces plasmas sont créés au laboratoire à de basses pressions de l'ordre de  $10^{-4}$  à 10 Torr, mais il est possible, également, de les obtenir à des pressions supérieures [13]. Dans ces plasmas froids, les électrons ne sont pas en équilibre thermique avec les ions, les neutres et les murs du réacteur, et peuvent atteindre des énergies cinétiques beaucoup plus élevées que celles qu'ils peuvent, normalement, atteindre dans un gaz conventionnel. Ces températures électroniques, qui sont plus élevées dans le plasma ( $k_B T_e$  de 1 à 10 eV), produisent des taux de réactions chimiques plus grands. Et des réactions chimiques, qui seraient, en temps normal, trop lentes ou, tout simplement, inexistantes, deviennent possibles. Finalement, il faut noter que la densité des particules chargées par rapport à la densité du gaz utilisé est très faible (les densités des électrons et d'ions sont  $< 10^{-8}$  par rapport à celle du gaz). Comme dans n'importe quel gaz, la température dans le plasma est déterminée par les énergies moyennes (de **translation**, de **rotation**, de **vibration** et celle due à **l'excitation électronique**) des particules de plasma (neutres et chargées) et de leurs degrés de liberté pertinents. Ainsi, les plasmas, comme systèmes de composants multiples, sont capables de présenter plusieurs températures à l'équilibre. La génération du plasma dans le laboratoire, par décharges électriques ordinaires, passe, tout d'abord, par l'accumulation de l'énergie grâce au champ électrique, par les électrons. Cette énergie sera ensuite communiquée, via les collisions, aux particules lourdes [14].

### I.4 Applications du plasma

Les propriétés uniques du plasma donnent lieu à un large éventail d'applications réelles et potentielles. On peut regrouper les applications du plasma en deux grandes catégories [15] :

-**Divers traitements** : nettoyage, traitement de surface, synthèse des matériaux, source de chaleur, de refroidissement, d'énergie, de rayonnements, ...etc.

-**Environnement** : traitement de l'eau, des effluents polluants (gazeux, liquides), des déchets (amiante), destruction des bactéries et neutralisation des odeurs, ...etc.

### I.5 Techniques de génération des plasmas non thermiques à pression atmosphérique

Il existe trois principales technologies intéressantes pour la génération des plasmas non thermiques :

- Les décharges électriques.
- L'irradiation par faisceaux d'électrons.
- Le rayonnement micro-onde

Dans ce mémoire, les décharges électriques seront considérées et, plus particulièrement, la décharge couronne.

#### I.5.1 Décharges électriques à pression atmosphérique

La décharge électrique est un phénomène physique qui se produit dans les gaz en les soumettant à un champ électrique (E) très intense, ce qui pousse ce gaz de devenir plus ou moins conducteur. Les plasmas non thermiques sont produits dans les décharges électriques entre deux électrodes par application d'une tension de forme quelconque (continue, alternative ou pulsée). La création des électrons énergiques est réalisée par leurs accélérations, par le champ électrique, au sein même du milieu gazeux. Contrairement aux procédés à faisceaux d'électrons, les électrons énergiques ne sont pas injectés dans le milieu à partir d'une source externe, mais créés au sein même du gaz par ionisation des molécules [16].

#### I.5.2 Diversité des décharges

Selon les techniques de génération des plasmas et la configuration des électrodes, les décharges électriques à pression atmosphérique peuvent être de type **couronne**, ou **décharge à barrière diélectrique (DBD)** ou encore des décharges **luminescentes**.

### I.5.2.1 Décharge à barrière diélectrique

Les décharges à barrière diélectrique sont réalisées dans un espace inter-électrodes de faible distance [17], et sont caractérisés, par exemple, par la présence d'une ou deux électrode(s) recouverte(s) d'une couche de matériau isolant (diélectrique). L'accumulation de particules chargées sur la surface de la barrière diélectrique entraîne une chute de potentiel entre les deux électrodes et limite le passage à un arc. Généralement une tension alternative, ayant une fréquence de répétition de quelques kHz, est utilisée pour limiter l'accumulation excessive des charges électriques à la surface du diélectrique et neutraliser la décharge. Les deux électrodes peuvent être planes (géométrie "plan-plan") ou présenter une configuration dissymétrique (décharge couronne). Le système le plus simple pour obtenir des décharges couronnes ayant une barrière diélectrique est la configuration géométrique 'pointe-plan' [18].

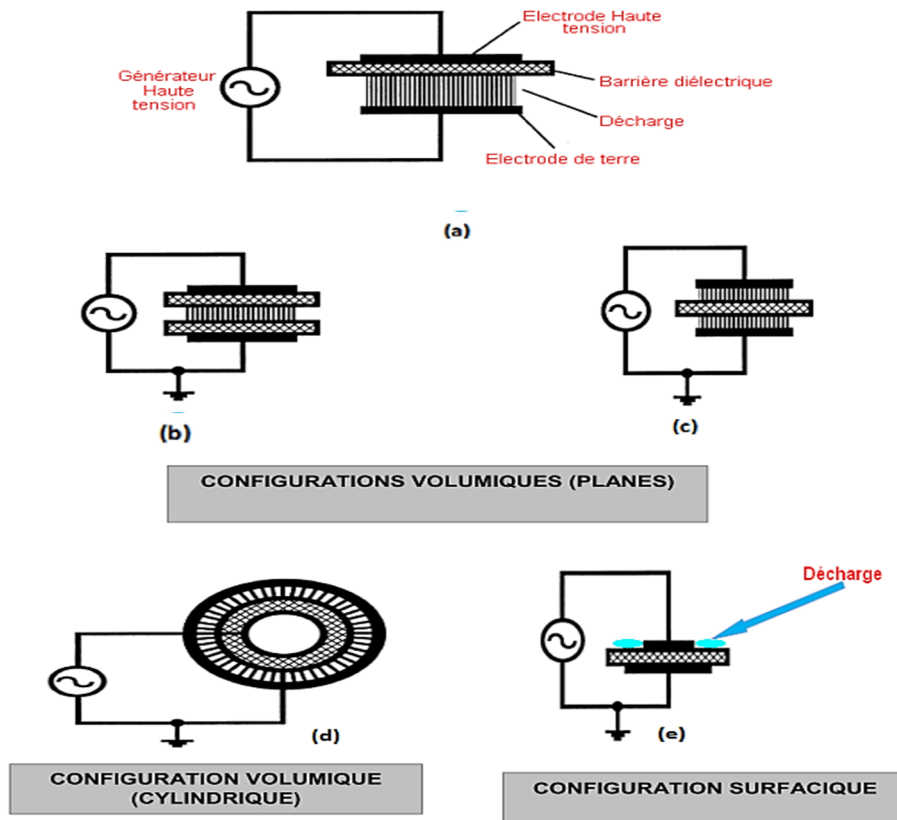
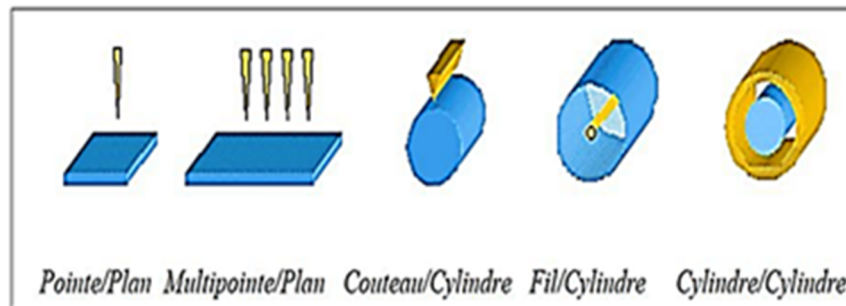


Figure I.6 : Systèmes d'électrodes les plus couramment utilisés pour la production des décharges 'DBD volumique et surfacique'.



### I.5.2.2 Décharge couronne

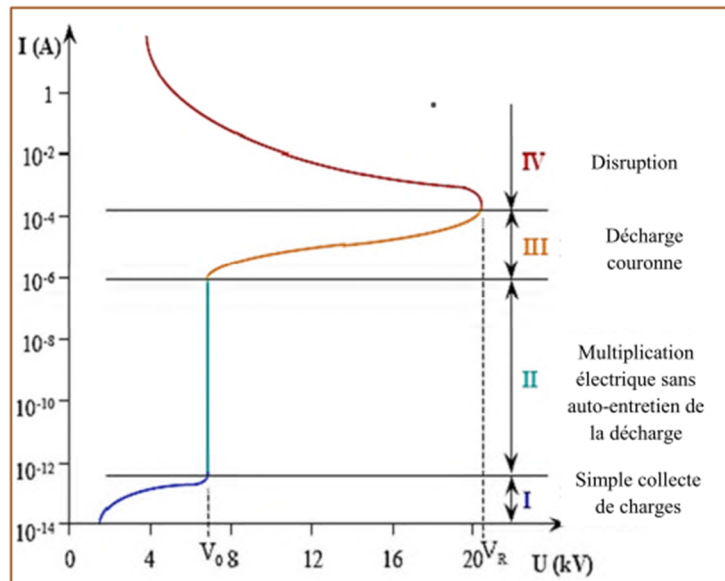
La décharge couronne est une décharge qui est générée, éventuellement, à pression atmosphérique dans un système qui contient deux électrodes très dissymétriques. Les configurations les plus utilisées sont de type ‘pointe-plan’, ‘fil-cylindre’ et ‘cylindre-cylindre’, comme le montre la figure I.7, et même ‘fil-plan’ ou ‘fil-grille’. La tension appliquée est suffisamment importante au niveau de l’électrode ayant le plus petit rayon de courbure (électrode ‘plasma’). Dans l’espace inter-électrodes, le champ électrique réduit  $E/N$  ( $N$ : densité du gaz neutre) est non uniforme et a une valeur très importante au niveau de l’électrode stressée (électrode plasma ou couronne) et dans l’espace immédiat. Les processus d’ionisation sont alors initiés dans cette région, puis ils deviennent beaucoup plus faibles [19] en allant vers l’autre électrode. Au voisinage de l’électrode stressée, les électrons présents dans le gaz vont être accélérés par le champ électrique et, par collision entre eux et les neutres, ils vont créer des ions accompagnés de nouveaux électrons : c’est la phase d’avalanche électronique. Les charges ainsi créées changent le champ électrique. Ce sont des charges d’espace qui vont se propager suivant les lignes du champ et laisser une traînée ionisée (**streamer**). Donc, plus on se rapproche de l’électrode stressée, quand elle soumise à une haute tension positive, les processus d’ionisation prédominent sur les processus d’attachement des électrons ; et plus on s’éloigne le champ électrique devient plus faible. L’avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d’alimentation électrique [20].



*Figure I.7: Différentes configurations de la décharge couronne.*

### I.5.2.3 les régimes de la décharge électrique (caractéristique ‘courant-tension’)

La figure I.8 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes régissant la décharge électrique [21-28].



*Figure I.8 : Caractéristique 'courant-tension' d'une décharge électrique dans l'air à pression atmosphérique (configuration 'pointe-plan') [2, 26, 29, 30].*

-**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 « $V_s$ », traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de **Townsend**, mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge. La décharge est qualifiée de non-autonome car elle dépend de processus externes d'ionisation pour donner naissance aux électrons germes. Le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.

-**Le troisième régime** : où l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes extérieurs d'ionisation: la décharge est auto-entretenu. C'est le régime de la **décharge couronne**, où apparaissent les **streamers**, qui sont responsables de la composante impulsionnelle du courant.

-**Le quatrième régime** : dans lequel, au-delà d'une tension appliquée « $V_r$ », 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** est atteint, le milieu passe à l'état de **plasma thermique**.

### I.5.2.4 Facteurs influençant la décharge couronne

Plusieurs facteurs peuvent influencer le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne, dont on distingue quatre catégories de facteurs essentiels :

- Facteurs géométriques.
- Facteurs électriques.
- Facteurs physico-chimiques.
- Nature de matériaux des électrodes.

### I.5.2.5 Types de décharge couronne

Les décharges couronnes peuvent être générées dans un mode positif (où l'électrode couronne est l'anode : à laquelle est appliquée une tension positive continue), dans un mode négatif (où l'électrode couronne est la cathode) ou dans des modes alternatif ou pulsé. En raison du signe de la polarité appliquée au niveau de l'électrode couronne (active), on peut différencier deux modèles de décharge : «mono-polaire» et «bipolaire». Dans la décharge bipolaire, on fait allusion à une décharge dite positive ou négative sur une certaine fréquence ou période. Si la polarité est positive, la décharge sera donc positive. Dans le cas inverse, elle sera négative.

#### a. Décharge couronne positive

Dans une configuration géométrique 'fil-plan' (ou 'fil-plaque'), par exemple, la décharge couronne positive est celle qui se produit quand le fil est porté à un potentiel positif, et la plaque à la terre. Dans ce cas, dans la zone du champ intense autour du fil, des électrons sont produits par photo-ionisation et sont accélérés vers l'anode (le fil). Autour de cette électrode, se développe alors une région de forte ionisation : zone pointillée de la Figure I.9. Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de fil (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible ( $< 30 \text{ kV/cm}$  dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs. A partir de cette distance, les ions positifs déjà créés, continuent à migrer donc vers le plan mis à la terre. Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs, est appelée région de «dérive» (Figure I.9). Pour cette décharge, il y a un avancement de **streamers**, qui se propagent, en quelque sorte, comme une extension de l'anode.

D'après les modélisations [31], la décharge est composée d'une phase de propagation du streamers (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de  $2.10^5 \text{ m/s}$ ) et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires [32]. La littérature 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 contribuant à  $30 \mu\text{A}$ , percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz.

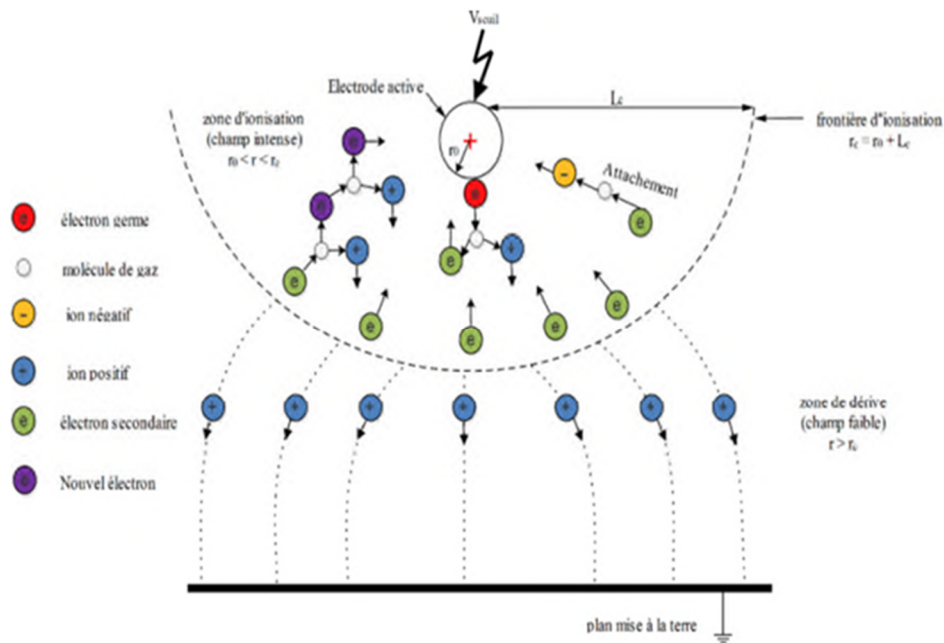


Figure I.9: Schématisation d'une décharge couronne continue positive.

## Stabilité du phénomène

Dans cette décharge couronne positive une succession d'avalanches se forme quand la tension varie dans une certaine zone. Mais il est quand même difficile d'obtenir un phénomène stable.

### b. 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 [33]. La littérature explique que les ions positifs ainsi créés reviennent rapidement à la cathode (Figure I.10). Seuls les ions négatifs créés, par attachement électronique, dans une zone où le champ électrique est suffisamment faible, peuvent migrer vers l'électrode plane mise à la terre. Mais, 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**, se répétant à une fréquence qui dépend de la tension appliquée. 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. Mais, une fois ces ions ayant migré vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant (impulsions de **Trichel**) dépend donc du temps nécessaire mis par les ions négatifs afin d'atteindre l'anode.

Les mécanismes physico-chimiques apparaissant au sein des décharges couronnes sont assez complexes, et ne sont pas encore totalement connus. Ils sont, donc, amplement étudiés par les physiciens des plasmas.

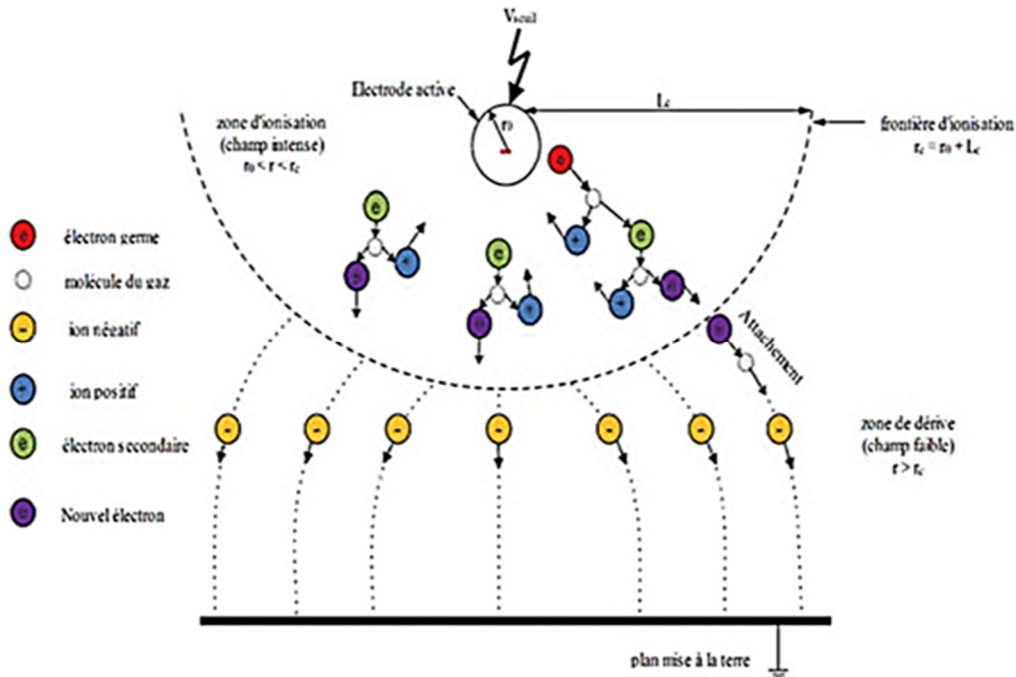


Figure I.10: Schématisation d'une décharge couronne continue négative.

### -Apparence lumineuse

Un courant de particules négatives part de l'électrode active (pointe) vers l'électrode passive (plan). Ce courant atteint 1 à 100  $\mu\text{A}$ . Dans la configuration 'pointe-plan', on obtient, au niveau de la pointe une zone lumineuse en forme de champignon qui a la couleur bleue violacée dans l'air [34]. Cette couleur est due au spectre de l'azote et des composants oxygénés. Dans le cas d'un fil, celui-ci est bordé de petits champignons. Une gaine sera formée autour du fil quand on augmente la tension.

### - Stabilité du phénomène

Ce phénomène d'effluve électrique (faible décharge électrique, de peu de luminosité, produite par deux conducteurs présentant une forte différence de potentiel) négatif ne s'étend qu'à une faible distance de fil et il n'est, donc, pas question de formation d'un canal entre électrodes : on peut réduire leur distance de séparation sans qu'il se produise d'étincelle. L'étincelle se produit quand elle part d'un fil à polarité positive, car l'effluve négatif ne tourne pas de lui-même à l'étincelle. C'est un phénomène stable qui se confine au voisinage du fil.

### **c-Différence entre la décharge positive et la décharge négative**

La spécificité des décharges couronnes est l'existence d'une zone de dérive des ions qui, dans la plupart des cas, agit comme une impédance en série avec la zone d'ionisation et donne aux décharges couronnes leur stabilité [35].

La différence fondamentale réside dans le fait que dans la décharge négative, les ions positifs créés par détachement d'électrons peuvent revenir à la cathode assez rapidement [35]. Seuls, les ions négatifs, créés par attachement électronique dans une zone où le champ électrique est plus faible, peuvent migrer. En revanche, dans la décharge positive, les ions sont directement créés dans la région d'ionisation et migrent dans tout l'espace inter-électrodes.

### **I.6 Applications utilisant la décharge couronne**

Les décharges couronnes sont utilisées dans de nombreux domaines où elles remplacent des techniques souvent plus polluantes (utilisation de solvants) et/ou encombrantes (utilisation encombrante de pièces mécaniques). Les décharges couronnes offrent de nombreuses possibilités pour le traitement des gaz et, plus particulièrement, les gaz polluants [36-39], notamment dans le cas des méthanes [40, 41], de l'acétaldéhyde [42, 43], des chlorofluorocarbures (CFC) [44], du CO<sub>2</sub> [45], des NO<sub>x</sub> [46] ou du SO<sub>2</sub> [47]. Les géométries de réacteur permettant d'obtenir simultanément plusieurs décharges (système multi-impulsions) semblent les plus adaptées puisqu'elles autorisent des débits de gaz à traiter plus importants. Les décharges couronnes sont aussi employées dans les processus électrostatiques [48]. Cependant elles restent pour certaines applications encore trop coûteuses, d'un point de vue énergétique, comparées à d'autres méthodes qui sont moins coûteuses et mieux maîtrisées. Mais les recherches effectuées sur le sujet des décharges couronnes tendent à accroître leur intégration dans le milieu industriel et ouvrent de nouvelles possibilités [32,33]. Dans ce contexte, quelques applications pourront être citées.

#### **I.6.1 Paratonnerre**

Dans la configuration 'pointe-plan', l'effet couronne augmente la conductivité de l'air autour de la pointe, et le canal de la foudre, qui opte pour le chemin le moins résistant, est capté par le paratonnerre (figure I.11).

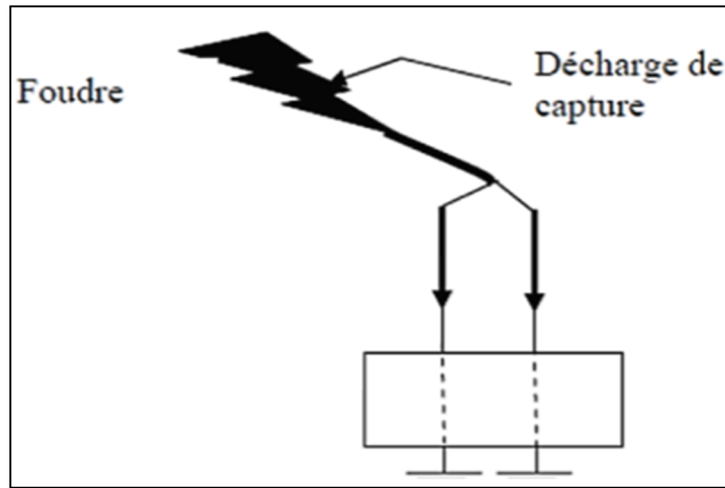


Figure I.11 : Utilisation de la décharge couronne dans le paratonnerre

### I.6.2 Filtre électrostatique

Dans la configuration ‘fil central-cylindre’, le fil central produit, par effet couronne, des charges électriques négatives. Les grains de poussière qui se chargent négativement sont attirés et captés par le cylindre qui les empêche de ressortir. Le cylindre joue le rôle d’un filtre de poussières, lequel une fois saturé sera remplacé par un nouveau filtre (Figure I.12).

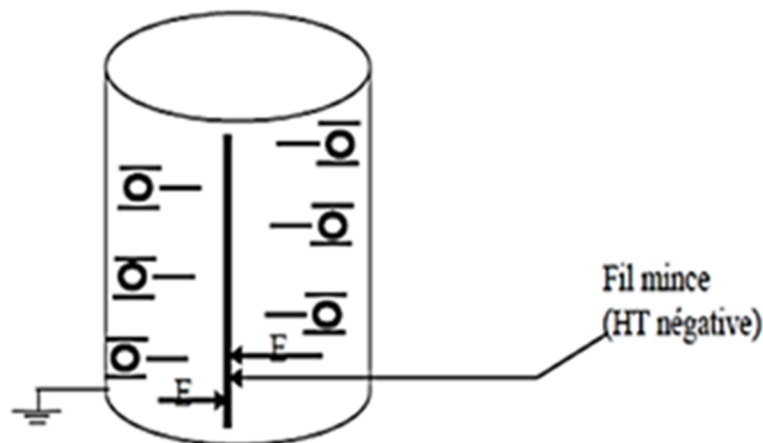
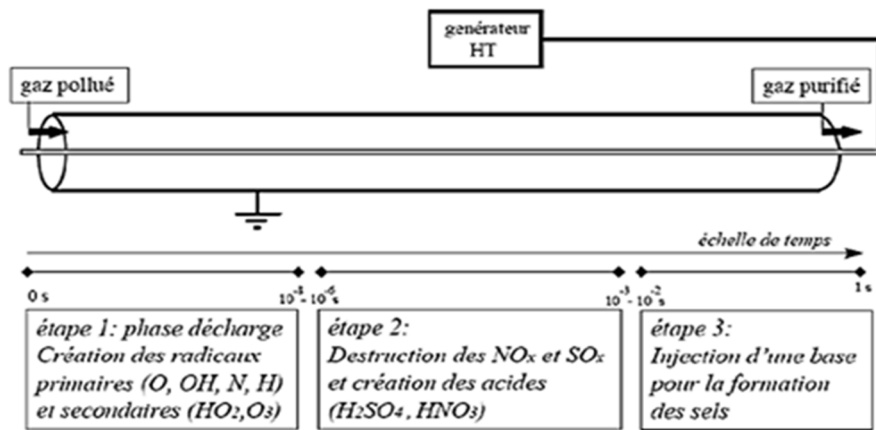


Figure I.12: Filtre électrostatique par décharge couronne négative

### I.6.3 Dépollution des effluents gazeux

Le traitement de gaz avec les décharges couronnes se fait par des réacteurs plasmas. L’utilisation des réacteurs ‘plasmas froids’ hors-équilibre générés par des décharges électriques de type couronne nous permet de traiter les gaz à pression atmosphérique. Le traitement s’effectue soit en détruisant les espèces toxiques, soit en les transformant en espèces moins nocives et/ou plus facilement traitables par d’autres techniques de dépollution. Les espèces toxiques traitées peuvent

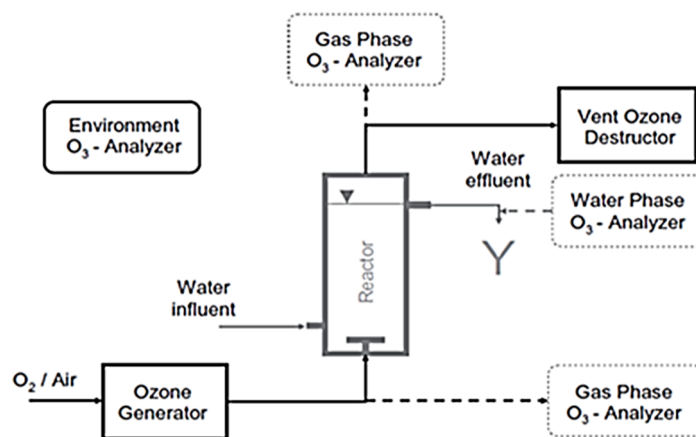
être des oxydes d'azote et de soufre ou des composés organiques volatils. Dans certains cas, le réacteur couronne peut également servir de précipitation électrostatique et piéger les poussières ou les particules lourdes [48, 49]. Le traitement d'un gaz d'échappement par réacteur couronne s'effectue en trois principales étapes comme il est indiqué sur la figure I.13.



*Figure I.13: Les principales étapes de la destruction des oxydes toxiques par décharge électrique couronne 'fil central-cylindre'.*

### I.6.4 Générateurs d'ozone

Une des conséquences importantes de la décharge couronne est la production d'ozone autour des conducteurs actifs. Cette espèce, au fort pouvoir oxydant, est alors utilisée dans de nombreux domaines comme l'industrie agro-alimentaire, en tant que désinfectant ou conservateur, ou encore dans le traitement des eaux.



*Figure I.14 : Composants de base de toute installation expérimentale d'ozonation.*



### I.6.5 Séparateur électrostatique

Un mélange de particules granuleuses acquiert des charges électriques créées par effet couronne grâce à une électrode à pointes reliée à une source de haute tension négative. Ces particules se comportent différemment selon qu'elles sont isolantes ou métalliques et tombent dans des endroits différents [50] (Figure I.15).

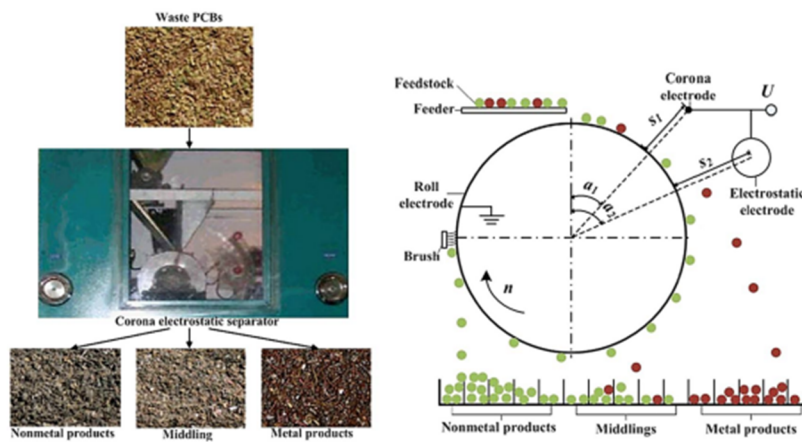


Figure I.15 : Utilisation de la décharge couronne dans la séparation électrostatique

## I.7 Effets d'une décharge sur la dynamique du gaz

### I.7.1 Introduction

Plusieurs travaux antérieurs ont déjà montré l'effet des décharges hors-équilibre à pression atmosphérique sur la dynamique des gaz [51]. Ces effets peuvent être de nature dynamique (mouvement collectif de dérive) et/ou thermique (mouvements désordonnés). Les particules chargées et, plus particulièrement, les ions dans leur mouvement de dérive, en traversant l'espace inter-électrodes, échangent de la quantité de mouvement avec le fluide neutre et lui confère un mouvement de dérive. Le mouvement du fluide induit par une décharge est habituellement appelé 'vent électrique' ou 'vent ionique'. Les collisions élastiques et inélastiques peuvent également induire une augmentation de la température du gaz. Ce sont essentiellement les électrons qui participent à ce phénomène, à cause de leur faible masse par rapport à celle des ions. Dans tous les cas, la dynamique du gaz peut modifier le développement de la décharge dans la mesure où l'ensemble des phénomènes électriques dépend du champ réduit  $E/N$ . Ces effets peuvent également avoir des conséquences directes sur les applications visées telles que la décontamination (chimique et biologique), le contrôle d'écoulement, le traitement de surface et les traitements médicaux par plasma.

### I.7.2 Vent ionique

La génération d'un vent ionique par les décharges couronnes a été mise en évidence il y a très longtemps [52] et a été largement étudiée dans le cas d'une décharge couronne entre une pointe et un plan [53]. Sous l'effet de la décharge, des espèces chargées (ions positifs, ions négatifs et électrons) sont créés dans l'espace inter-électrodes. Ces espèces sont accélérées par le champ électrique, sous l'action de la force Coulombienne, 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 couramment appelé 'vent électrique' ou 'vent ionique'. 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 quel que soit la polarité de la pointe. Lorsque la pointe est positive, le vent ionique est produit par les ions positifs créés par ionisation. Le vent ionique est généré aussi bien par des décharges couronnes en régime luminescent (glow) qu'en régime de breakdown (streamer).

Dans le premier cas, le vent ionique est généré par la zone de dérive ionique 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. Le régime de décharge est stationnaire et le vent ionique est proportionnel 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. Cependant, les effets combinés de la fréquence de répétition des décharges (de l'ordre de la dizaine de kHz), de la dynamique des décharges (présentant de fort champ électrique et une grande charge d'espace) ainsi que des variations de température du gaz, sont à même d'induire un mouvement ordonné du gaz par transfert de quantité de mouvement des ions vers les neutres [54].

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 pour modifier la couche limite de l'écoulement dans l'aéronautique. Dans ce cas, le vent ionique constitue la base du contrôle d'écoulement [55].

Cette propriété de la décharge peut être appliquée au niveau de la couche limite d'un écoulement afin d'augmenter localement (proche de la paroi) la vitesse, ou de la diminuer, selon si le vent ionique est dans le même sens ou non que l'écoulement (Figure I.16). Dans le même sens, l'effet positif du vent ionique est recherché quand il s'agit d'augmenter la

vitesse d'écoulement des gaz, alors que dans le sens contraire, on cherchera plutôt à le diminuer à cause du gêne qu'il présente à des applications comme, par exemple, les séparateurs électrostatiques des particules fines.

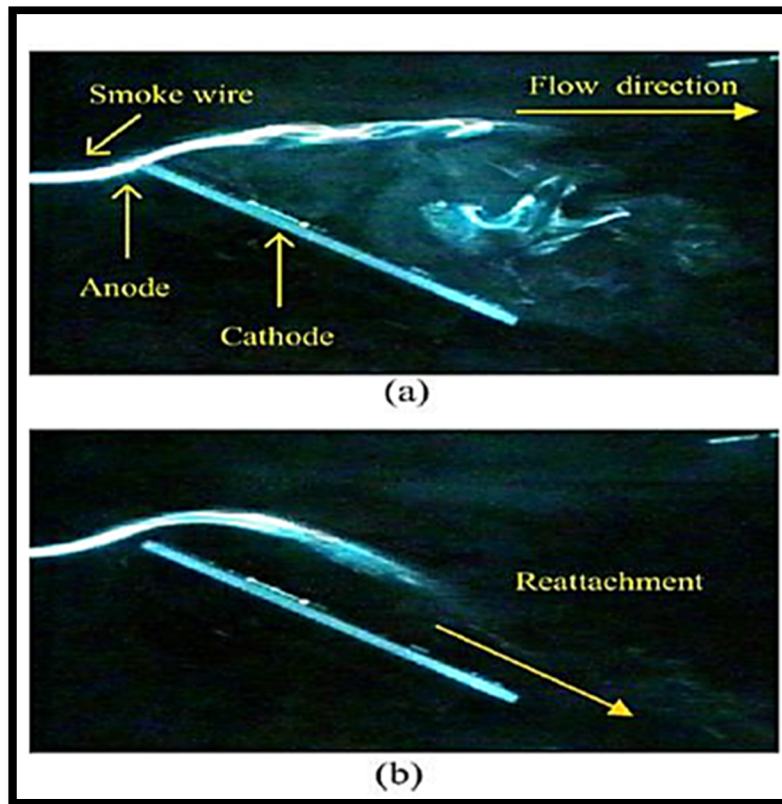


Figure I.16 : Visualisation de l'écoulement d'air :  
(a) en absence de la décharge et, (b) en présence de la décharge.

### I.7.2.1 Vitesse du vent ionique

Du fait du rapport de masse entre les électrons et les ions, et malgré une fréquence de collision 'électron-neutre' plus élevée que celle d'ion-neutre', les ions contribuent essentiellement à l'échange de la quantité de mouvement [56]. Il est montré qu'en négligeant la viscosité et en prenant un rendement de 100 % lors du transfert d'énergie cinétique au cours des chocs, un rapport de 800 existait entre la vitesse due aux ions et celle due aux électrons. La vitesse est donc :

$$u_e = k \sqrt{\frac{I}{\rho_g b}} \quad (\text{I.10})$$

Avec  $k$  une constante qui dépend principalement de la géométrie des électrodes,  $\rho_g$  la masse volumique du gaz et  $b$  la mobilité des ions. Cette expression montre donc que la vitesse du vent ionique varie avec la racine carrée du courant de décharge ( $I$ ). Par la suite, de 1970 à 2000 Goldman [57-59] et ses étudiants [60,61] ont beaucoup travaillé sur la décharge couronne en redonnant une expression plus précise que celle de **Robinson** pour la vitesse du vent ionique :

$$u_e = k_G \sqrt{\frac{Id}{p_g b A_p}} \quad (\text{I.11})$$

avec  $d$  la distance-électrodes et  $A_p$  la section de la décharge couronne (Figure I.17), montre l'évolution du vent ionique en fonction de courant de décharge. Le vent ionique est mesuré expérimentalement dans le cas d'une pointe portée à un potentiel négatif et une grille portée à la masse, distantes de 4 mm. La courbe montre bien une évolution de  $U_e$  en racine carrée de  $I_d$ . La vitesse atteint une valeur maximale de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  avec une forte augmentation jusqu'à une distance de 2,5 mm définissant, ainsi, une zone active de production du vent ionique. Plus récemment, des chercheurs[63] ont mesuré et simulé numériquement des vitesses du même ordre de grandeur en estimant même que la vitesse peut atteindre localement  $30 \text{ m.s}^{-1}$  dans l'axe de symétrie 'pointe-plan'.

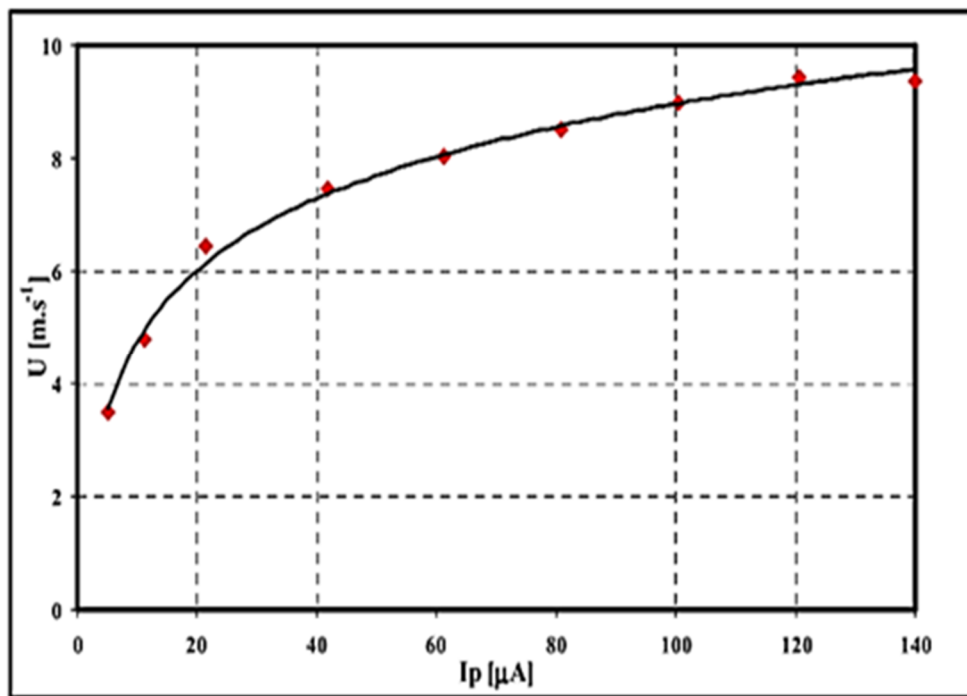


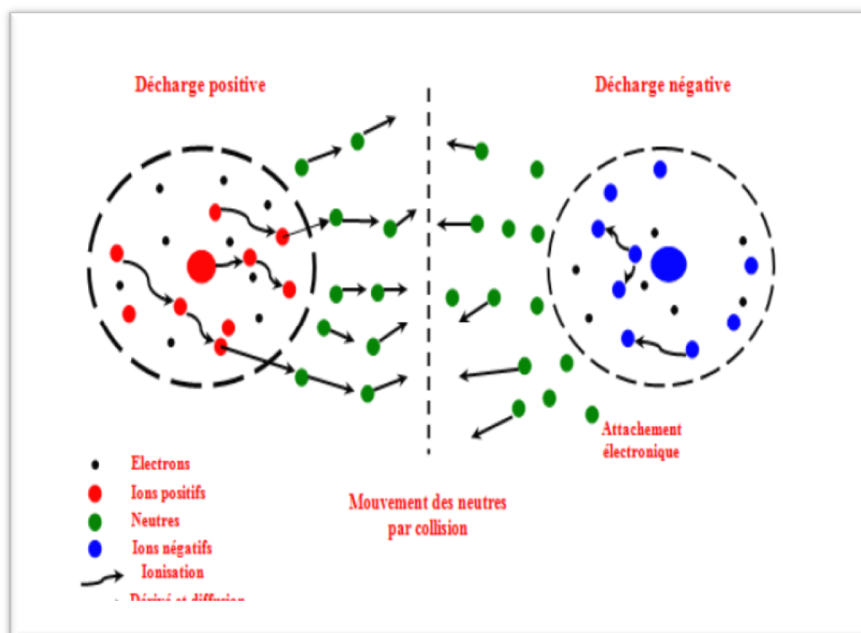
Figure I.17 : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de la décharge.

### I.7.3 Principe du vent ionique produit par décharge couronne

Comme nous l'avons présenté, une zone unipolaire se crée au-delà de la limite d'ionisation, à la fois, pour la décharge positive et pour la décharge négative. Dans cette zone dite de 'dérive', les ions continuent de dériver sous l'effet du champ électrique. Dans la zone unipolaire (de dérive), les particules chargées n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser les molécules neutres lors des collisions. Les collisions sont alors en grande majorité élastiques dans cette zone. Les ions cèdent alors une partie de leur quantité de mouvement aux particules neutres rencontrées. Le vent ionique

est la mise en mouvement globale des molécules du gaz par ces collisions. L'apparition du vent ionique est, ainsi, directement liée à l'existence de la zone unipolaire, car c'est dans cette zone unipolaire (de dérive) que le vent ionique est généré. Les phénomènes décrits ci-dessus sont représentés de façon schématisée sur la figure I.18. Lorsque l'on inverse la polarité de l'électrode stressée la direction du vent ionique est inchangée. Dans le cas de la décharge positive, les lignes de champ électrique partent de l'électrode stressée et les ions positifs de la zone unipolaire positive dérivent dans le même sens. Dans le cas de la décharge négative le champ électrique est inversé mais les ions négatifs, de la zone unipolaire négative, remontent, inversement, les lignes de champ. Ces ions négatifs (dans la décharge négative), dérivent donc dans le même sens que les ions positifs (dans la décharge positive). Dans les deux cas les collisions entraînent les neutres dans le même sens. Au final le vent ionique part toujours de l'électrode stressée vers l'électrode mise à la terre.

Si l'on place deux électrodes stressées de polarités opposées l'une en face de l'autre, les vents ioniques produits par chacune d'entre elles sont opposés. Pour éviter que les deux vents ne se contrebalancent il faut imposer une asymétrie entre les rayons de courbure des électrodes afin de favoriser le vent créé par l'électrode de plus petit rayon de courbure (Figure I.18).



**Figure I.18:** Mécanismes ioniques se révélant à la base du vent ionique pour les décharges couronnes positive et négative.

Le vent ionique est généré, typiquement, par la décharge couronne, dans le gaz, à courant continu (DC) et la décharge à barrière diélectrique (DBD) à courant alternatif. Les deux décharges sont favorisées à cause de leur intrinsèque stabilité à pression atmosphérique. Dans la décharge couronne, le grand degré d'inhomogénéité du champ électrique provoque un claquage partiel du gaz

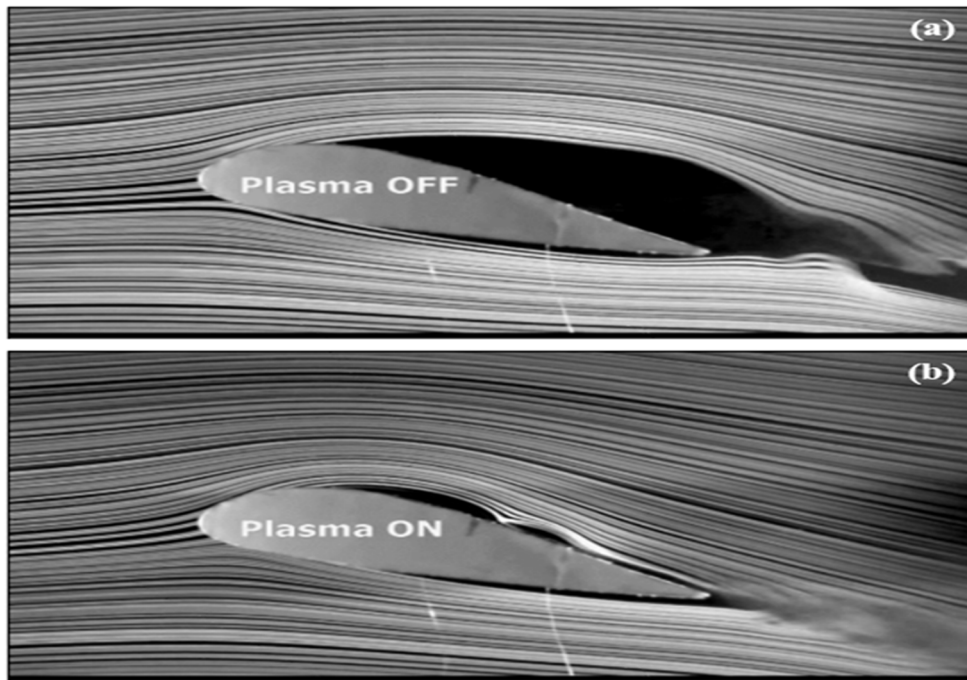
du gap. Ainsi, une étroite 'région de plasma' est formée autour de l'électrode couronne. Le reste du gap agit en tant que 'région de dérive' où les ions dérivent de la 'zone plasma' vers l'électrode opposée ; et c'est dans cette région de dérive où le vent ionique est généré.

Des études originales se sont penchées sur l'orientation du vent ionique sur une surface chaude, qui servait comme l'électrode de masse, de telle manière que le vent qui empiétait refroidirait directement la surface chaude. De grands efforts ont été effectués dans la conception des électrodes et du canal, pour augmenter le débit de l'écoulement à travers le canal, de telle sorte que des taux d'écoulement atteignant 70 sl/m (standard liter/minute) ont été rapportés [53].

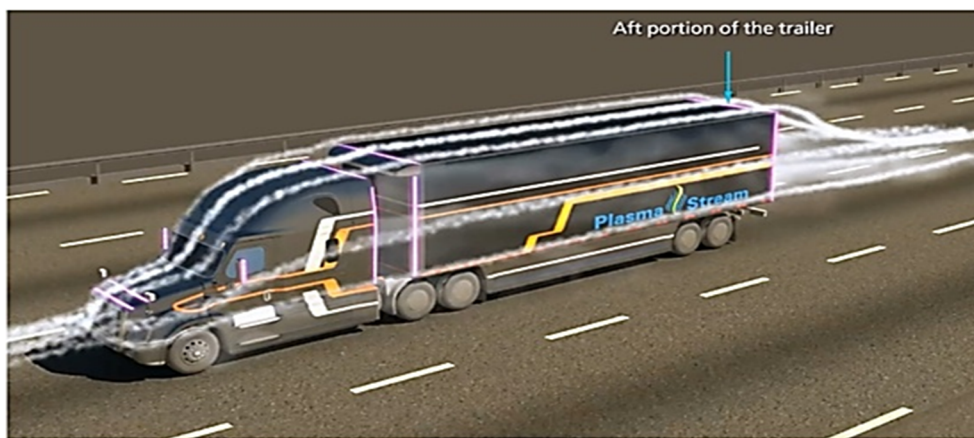
En la présence d'un flux préexistant, un vent ionique peut moduler la couche limite et, quand il est aligné avec l'écoulement, il l'accélère, il diminue l'épaisseur de cette couche et améliore la convection. Ce domaine de recherche a reçu une attention particulière dans le but de réduire la traînée des engins en aéronautique en utilisant, souvent, des réacteurs plasma fonctionnant en DBD [54]. Le vent ionique peut, aussi, être dirigé perpendiculairement, ou en opposition à l'écoulement pour le perturber, afin d'augmenter le transfert de chaleur [53]. Cependant, dans ces deux derniers cas, l'utilisation du vent ionique est limitée aux flux laminaires dont les nombres de Reynolds sont faibles. Puisque l'interaction 'ion-neutre' agit sous l'action d'une force de Coulomb, le vent ionique est inefficace, si l'inertie intrinsèque du préexistant écoulement est très grande.

### I.7.3.1 Quelques applications du vent ionique

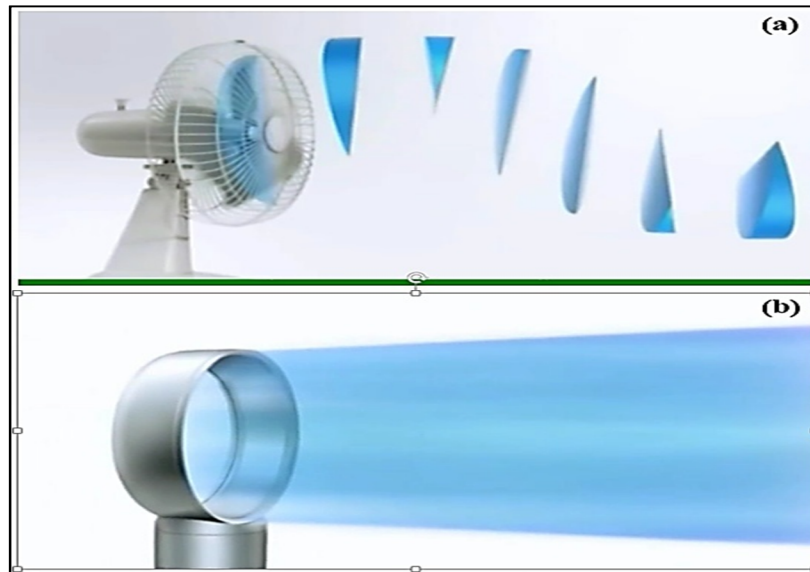
Les applications des actionnaires 'plasma' exploitant le vent ionique, dont on cite quelques-unes, reposent sur le contrôle de l'écoulement au niveau de la couche limite lors d'une décharge électrique couronne se produisant au voisinage d'une surface. L'objectif est d'augmenter (diminuer), au niveau de la surface du canal, la vitesse de l'écoulement du gaz, si le vent ionique se déplace dans le même sens (le sens inverse) que l'écoulement. L'importance du décollement de la couche limite réside, essentiellement, dans la réduction de la traînée dans une zone de turbulence, en augmentant la sécurité, et l'amélioration de la portance des engins spatiaux (Figure I.19), ainsi que l'amélioration des propriétés aérodynamiques des véhicules terrestres (Figure I.20), outre la réduction de la consommation d'énergie. Le vent ionique est aussi utilisé pour le refroidissement statique en vue de la ventilation (Figure I.21) qui concerne, aussi, des composants en microélectronique [52, 53] ; et pour les micro-pompes électro-hydrodynamiques dans le domaine médical [54], ce qui augmente les possibilités de leur miniaturisation.



*Figure I.19: Vent ionique utilisé dans le décollement de couche limite au niveau de l'aile d'un avion.*



*Figure I.20: Illustration de l'effet du vent ionique qui agit à la surface d'un engin pour diminuer le frottement avec l'air ambiant.*



*Figure I.21: Simple exploitation du vent ionique en ventilation.*

### I.7.3.2 Futur et défis en cours

Globalement, les vents ioniques représentent une technologie prometteuse d'une importance croissante et variée, même si leurs applications sont à leurs débuts. Malgré leur faible conversion d'énergie électrique à l'énergie fluide, d'une efficacité de 1 à 2 % [56], ils peuvent être énormément pressés pour rivaliser, par exemple, avec les ventilateurs mécaniques dans un large domaine d'applications de refroidissement. Mais étant donné qu'ils sont, intrinsèquement silencieux, qu'ils consomment peu d'énergie et peuvent être réduits à de très petites dimensions ; ils trouvent des applications dans des appareils portables, allant de l'ordinateur portable aux téléphones intelligents ou produits LED de consommation. Comme ils sont utilisés en tant que purificateurs d'air ou producteurs d'ozone,...etc. Cependant, il reste des défis à relever. La recherche future ne doit pas se focaliser, uniquement, sur l'amélioration de la génération de l'écoulement et le transfert de chaleur. Mais, elle doit aussi prendre en compte, entre d'autres, la réduction de la tension d'opération, la dégradation des électrodes dans le temps et la diminution de production de l'ozone, qui sont de vrais obstacles pratiques. Néanmoins, à cause tant d'avantages potentiels, l'avenir des vents ioniques reste prometteur.



## **I.8 Conclusion**

Notre étude concerne le vent ionique, engendré par une décharge électrique couronne de polarité positive, dans l'air, dans un état stationnaire, pour une configuration géométrique d'électrodes 'fil(s)-plan'.

- L'objectif est de générer un vent ionique, de contrôler son écoulement électrohydrodynamique (EHD) et de découvrir les effets de quelques paramètres influençant le gaz induit, comme la force EHD et la vitesse du vent ionique.

- Une synthèse globale sera établie afin d'en tirer les conclusions qui s'imposent et de proposer, en perspective, quelques recommandations qui pourraient être utiles.

### Références bibliographiques

- [1 ] M. Robinson, «A History of the Electric Wind», Am. J. Phys., vol. 30.n°5, p.366-372, mai 1962.
- [2] J.-C. Matéo-Vélez,« Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et son application dans l'aérodynamique». L'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace. Thèse de Doctorat ,décembre 2006.
- [3] A.Labergue, «Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements». Thèse de Doctorat : Sciences pour l'ingénieur de l'université de Poitiers ,novembre 2005.
- [4] M. Molki et P. Damronglerd, «Electrohydrodynamic Enhancement of Heat Transfer of Developing Air Flow in Square Ducts», Heat Transf. Eng., vol. 27, n°1, P. 35-45, janv. 2006.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] K.Yanallah, F. Pontiga and J. H. Chen, «A semi-analytical study of positive corona discharge in wire-plane electrode configuration», J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 345202 (12pp), (August 2013).
- [9]J. Oh, P. M. Bryant, et J. W. Bradley, « Discharge and Plasma Bullet Formation in a Capillary DBD Atmospheric-Pressure Microplasma Jet », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 39, n° 11, p. 2352-2353, nov. 2011.
- [10] A. Fridman, Plasma Chemistry. Cambridge University Press, 2008.
- [11] A. Zirar, « Etude de la projection thermique par plasma d'arc. », Thesis, 2016.
- [12] D. Dubois, Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement, le grade de docteur de l'université de Toulouse III, 2006.
- [13] R. Delorme, Applications des décharges de type streamer nanoseconde aux domaines de la combustion et de la spectroscopie, grade de doctorat, 2004.
- [14]A.Abahazem, «Etudes expérimentales des décharges couronnes pour la dépollution des gaz», Université de Toulouse III – Paul Sabatier, 2009.
- [15] C.Tendero« Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques », Thèse de doctorat de l'université de Limoges 2005.

- [16] J.F. Kolb, Mohamed A–A H, Price R O, Swanson R J, Bowman A, Chiavarini R L, Stacey M and Schoenbach K H, Cold atmospheric pressure air plasma jet for medical applications, *Appl. Phys. Lett.* 92 241501, 2008.
- [17] A. Vincent «Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par une isotope» Thèse de doctorat université de Paris VI 2002.
- [18] Lê Vinh HOANG «Comparaison des rendements énergétiques de dégradation de trois composés organiques par plusieurs procédés d'oxydation avancés en milieu aqueux». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, avril 2009.
- [19] S. Eymerie «Etude expérimentale des décharges atmosphériques générées par impulsions nanosecondes : application aux traitements des particules de suie Diesel». Thèse de doctorat de l'université de Rouen, avril 2003.
- [20] F. Bitam-Megherbi «Etude d'une isolation combinée huile/papier isolant : Approche non destructive». Thèse de doctorat d'état en électrotechnique. UMM, T-O, décembre 2007.
- [21] K.Hamoumeche. «Étude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan». Thèse de magister, UMMTO, décembre 2009.
- [22] M. Aguet et M. Lanoz «Traité d'électricité : Haute Tension», vol XXII 2ème édition 2004.
- [23] A .Fridman and L. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering* (Taylor & Francis Routledge) , 2004.
- [24] 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. D: Appl. Phys.*, vol. 35, n° 10, p. 1020–1031, mai 2002.
- [25] M. Goldman, A. Goldman, et R. S. Sigmond, « The corona discharge, its properties and specific uses », *Pure and Applied Chemistry*, vol. 57, n° 9, p. 1353–1362, 2009.
- [26] B. Khaddour, « Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée », nov. 2006.
- [27] M. Goldman, R.S. Sigmond , “Corona insulation”, *IEEE Trans. Elec. Ins.*, EI. , Vol. 12, pp. 90-105, 1982.
- [28] S. Robert, F. Genet, E. Francke J. Amouroux, "Depollution Processes in Non- Equilibrium Plasmas", *Proceedings of the 6th European Conference on Thermal Plasma processes*, pp.811-818, Strasbourg, 2000.
- [29] M. Pospisil, I. Viden, M. Simek S. Pekarek, "Application of Plasma Techniques for Exhaust after Treatment", *9th International Symposium "Transport and Air Pollution"*, pp.523-528 Avignon, 2000.

- [30] S.L. Yao, E. Suzuki, N. Meng A. Nakayama, "A High-Efficiency Reactor for the Pulsed Plasma Conversion of Methane", *Plasma Chem. Plasma Processing*, vol.22, n°2, pp.225-237, 2002.
- [31] C. Liu, A. Marafee, B. Hill, G. Xu, R. Mallison, L. Lobban, "Oxidative Coupling of Methane with AC and DC Corona-Discharge Reactor", *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol.35, pp.3295-3301, 1996.
- [32] N. Sano, T. Nagamoto, H. Tamon, T. Suzuki Morio, "Removal of Acetaldehyde and Skatole in Gas by a Corona Discharge Reactor Okazaki", *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol.36, pp.3783-3791, 1997.
- [33] S. Robert, "Conception d'un Réacteur Dynamique de Dépollution par Procédé Plasma - Hors Equilibre à Pression Atmosphérique à l'Aide d'une Molécule Modèle", Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2001.
- [34] N. Sano, H. Tamon, M. Okazaki, "Removal of the Chlorofluorocarbon 1,1,2-trichloro-1,2,2-trifluoroethane in Gas by Corona Discharge Reactor", *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol.37, pp.1428-1434, 1998.
- [35] M.A. Malik X.Z. Jiang, "the CO<sub>2</sub> Reforming of Natural Gas in a Pulsed Corona Discharge Reactor", *Plasma Chem. Plasma Processing*, vol.19, n°4, pp.505-512, 1999.
- [36] M. Kogoma, S. Okazaki, K. Tanaka et T. Inomata, "Ozone, Ammonia and NO<sub>x</sub> Destruction in Wire Type Corona Discharge Coated with Ozone Catalyst", *Proceedings of ISPC14*, pp.2569-2574, Prague, 1999.
- [37] M. Rezzouga, A. Tilmatine, R. Gouri, K. Medles, L. Dascalescu, "Experimental Modeling of High-Voltage Corona Discharge Using Design of Experiments". *Front. Electr. Electron. Eng.*, 2(2): 139-143. China, 2007.
- [38] D. Guillaume. F. Benoit <<Décharge couronne application et modélisation>>. *Energétique industrielle ESIP*, 2004/2005.
- [39] D. Dubois, "Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement". Thèse de doctorat de l'université de Toulouse III– Paul Sabatier, 2006.
- [40] K. Castor, Thèse de doctorat, Université du Maine, le Mans, France, 2001.
- [41] N. G. Trinh, *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Vol. 11, n° 2, pp. 23-29, 1995.
- [42] L. B. Loeb, "Electrical Coronas, Their basic physical mechanisms", University of California press, Berkeley and Los Angeles, 1965.
- [43] J. F. Loiseau, J. Batina, F. Noël and R. Peyrous, "Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 35, pp. 1020–1031, April 2002.

- [44] S. Kacem, "Modélisation Electro-hydrodynamique des décharges couronne dans l'air à la pression atmosphérique pour application aux actionneurs plasmas", Thèse de doctorat, Université de Toulouse III-Paul Sabatier, Septembre 2011.
- [45] E. Moreau, "Airflow control by non-thermal plasma actuators", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 40, pp. 605–636, January 2007.
- [46] J.R. Roth, "Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", 25 th IEEE International conference on plasma science, Raleigh, North Carolina, 1998.
- [47] M. Goldman, A. Goldman, "Nature des espèces réactives formées par des décharges électriques dans les gaz à haute pression", High Temp. Chem. Processes, Vol. 2, pp. 215-220, 1993.
- [48] M. Goldman, A. Goldman, R.S. Sigmond, "The corona discharge, its properties and specific uses", Pure and Appl. Chem., Vol. 57, pp. 1353-1362, 1985.
- [49] M. Goldman, R.S. Sigmond, "Corona insulation", IEEE Trans. Elec. Ins., EI. , Vol. 12, pp. 90-105, 1982.
- [50] P. Ballereau, "Etude du vent électrique, Contribution à l'étude et à la réalisation d'un détecteur de pollution", Thèse Univ. Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1980.
- [51] L. Parissi, "Etude d'un procédé de traitement d'air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en œuvre et recherche d'optimisation", Thèse Univ. Paris VI, 1999.
- [52] J.F. Loiseau, J. Batina, F. Noel, R. Peyrous, "Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 35, pp. 1020-1031, 2002.
- [53] T. C. Corke, C. L. Enloe, et S. P. Wilkinson, « Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control », Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 42, n° 1, p. 505-529, 2010.
- [54] B. Kim, S. Lee, Y. S. Lee, et K. H. Kang, « Ion wind generation and the application to cooling », Journal of Electrostatics, vol. 70, n° 5, p. 438-444, oct. 2012.
- [55] J. L. Thomas et S. P. Bessman, « Prototype for an implantable micropump powdered by piezoelectric disk benders. », Trans Am SocArtif Intern Organs, vol. 21, p. 516-522, 1975.
- [56] E. Moreau et G. Touchard, « Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges », Journal of Electrostatics, vol. 66, n° 1, p. 39-44, janv. 2008.

## *Chapitre II*

---

Modélisation des phénomènes de la décharge couronne

### II.1 Introduction

La simulation numérique des plasmas est un moyen puissant d'investigation des phénomènes physiques, parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales, car elle permet d'obtenir des informations détaillées sur des systèmes complexes et d'accéder à des grandeurs souvent inaccessibles à l'expérience. Elle repose en premier lieu sur la description du couplage entre phénomènes de transport des particules chargées et champ électrique. Cette première étape du modèle est nécessaire et constitue le modèle électrique. Du modèle électrique peuvent être déduits les taux de production des espèces actives qui constituent les termes sources d'un modèle de la chimie du plasma décrivant l'interaction de ces espèces et l'évolution de leur concentration. Ce modèle cinétique doit inclure une représentation des écoulements du gaz. La chimie du plasma et les écoulements peuvent donc être regroupés dans un modèle cinétique et hydrodynamique [1].

Un modèle complet et idéal de décharge électrique '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 molécules du mélange.
- Le calcul auto-cohérent du champ électrique au sein de la décharge (la détermination du champ électrique à travers l'équation de Poisson est souvent une bonne approximation).
- La prise en compte des mécanismes de création et disparition de particules chargées (ionisation à partir d'états métastables ou d'autres espèces générées par la décharge, attachement, recombinaison,...) ; ce qui nécessite une description de la cinétique du milieu couplée aux phénomènes de transport des particules chargées.
- La description de l'évolution locale de la température et de la pression et, éventuellement, de la vitesse d'écoulement 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 approximative plus simple des phénomènes, afin de rendre le problème soluble. Ce travail se concentre, essentiellement, sur l'utilisation d'une formule analytique de la force EHD, établie auparavant par notre équipe de recherche, afin d'élucider certains paramètres de la décharge couronne.

## II.2 Modèle physique

Dans cette partie, 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 adoptées.

### 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 phase, de la densité des particules, et  $d^3 r d^3 v$  est l'élément de volume de cet l'espace.

A partir de la définition précédente, nous pouvons déduire la densité des particules en un point du plasma à un instant donné  $t$ , comme suit :

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

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

Nous pouvons définir la vitesse moyenne d'une particule, par :

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

Pour toute autre grandeur  $x$ , la valeur moyenne est définie par:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N(\vec{r}, t)} \int x f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v, \quad (\text{II.4})$$



## II.2.2 Equation de Boltzmann et ses moments

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

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \gamma \frac{\partial f}{\partial v} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (\text{II.5})$$

C'est l'équation d'évolution de la fonction de distribution des particules chargées (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  $f$  par 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  $\gamma$  l'accélération de ces forces extérieures qui sont dues, dans notre cas, à l'effet du champ électrique.

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

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 par les échanges collisionnelles. L'ordre de grandeur des fréquences de collisions électron-neutre est de  $10^{12} s^{-1}$  et celle des collisions neutre-neutre est de  $10^{10} s^{-1}$ . La modélisation s'oriente tout naturellement vers une description macroscopique du transport des particules chargées 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 [2]. Compte tenu de l'insuffisance des ressources informatiques à disposition et de l'objectif de n'identifier que les phénomènes prédominants, une telle modélisation est à proscrire. Une modélisation, à minima, des plasmas d'air doit, tout de même, rendre compte des processus

d'ionisation qui sont à l'origine de la création d'ions positifs et, plus généralement, du plasma ; mais aussi de l'affinité électronique de l'oxygène qui permet la création d'ions négatifs par attachement.

### II.3 Modèle électrique auto cohérent

Le modèle électrique d'une décharge, et du plasma associé, vise à décrire le couplage entre phénomènes de transport des particules chargées et champ électrique. Les interactions entre particules chargées et électrons, ainsi qu'avec avec particules neutres, doivent également être considérés. 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 qui détermine le champ électrique (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 dans un plasma. Suivant les conditions et le niveau de détail, ou de précision, requis, l'un de ces modèles sera mieux adapté au problème. D'après la littérature, l'ensemble de ces modèles est divisé en trois catégories distinguées comme suit :

- Modèle Particulaire (Microscopique)
- Modèle Fluide (Macroscopique)
- Modèle hybride

#### II.3.1 Modèles Particulaires (microscopiques)

La méthode **PIC-MCC** ('Particule In Cell' - 'Monté Carlo Collision') est un outil très performant et efficace pour l'étude des plasmas froids, car il permet de décrire l'évolution, dans le temps et dans l'espace, des particules chargées sous l'effet des champs et des collisions. Dans un cas purement électrostatique, la méthode consiste à suivre les trajectoires d'un nombre représentatif de particules chargées (des électrons et des ions) dans l'espace des phases, et de décrire l'interaction collective entre ces particules, à travers la résolution de l'équation de Poisson.

La détermination des trajectoires des particules dans l'espace, sous l'effet du champ électrique, en tenant en compte de tous les types de collision existants, et pour un nombre de particules important, devient relativement difficile, parce que la méthode PIC-MC exige un traitement individuel pour chaque particule. Le coût des simulations pour ce type de méthode est très élevé en termes de ressources [3, 4].

La simulation des trajectoires par la méthode PIC est relativement facile, car on considère un nombre fini de particules dans un plasma non collisionnel. La détermination des valeurs du champ dans un réseau choisi, constitué de cellules sans interaction, nous a permis de calculer les vitesses des particules. Par contre dans un plasma collisionnel, le traitement de collisions est nécessaire.

### II.3.2 Modèle Fluide

Un modèle de décharge où le transport de particules chargées est décrit à l'aide des valeurs moyennes, pour certains paramètres de plasma, est appelé un modèle fluide.

En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un gaz faiblement ionisé peut être décrite en utilisant les équations de Boltzmann correspondantes. L'équation de Boltzmann est une équation de continuité dans l'espace de phase  $(r, v)$ , qui détermine la fonction de distribution  $f(r, v, t)$  des particules chargées, à chaque position  $(r, v)$  et à chaque instant  $(t)$ , sous l'effet de forces externes et l'effet des processus de collision avec les molécules de gaz.

Mais, on peut aussi caractériser le plasma de décharge directement à partir des grandeurs moyennes: densité, vitesse moyenne, énergie moyenne,...etc. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par ses moments qui correspondent à une série, en théorie illimitée, d'équations hydrodynamiques [5]. 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 (ou moments) générées par l'équation de Boltzmann. Nous pouvons 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 de particules sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. 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.

#### *a) Approximation du champ local (ACL)*

Dans l'approximation du champ local (ACL), 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; la fonction de

distribution de l'énergie des électrons (FDE) au point  $(r, t)$  est considérée la même que celle 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.

### *b) 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 fonctions de l'énergie moyenne des électrons, calculée par l'équation de continuité de l'énergie dans le modèle fluide.

Suite à l'évolution dans le domaine de modélisation des plasmas, un accord général a fait que les modèles fluides comprennent l'équation de continuité, l'équation de transport d'énergie moyenne des électrons et l'équation de Poisson. Que ce soit pour une résolution du problème à une dimension (1D) [6] ou à deux dimensions (2D) [7].

Souvent, les équations de transport dans les modèles fluides sont davantage simplifiées en adoptant l'approximation de drift-diffusion (ADD), qui décrit les flux de particules chargées comme étant la somme d'un terme de dérive plus un terme de diffusion, tout en ignorant tous les autres termes [8].

Cependant, les modèles fluides ne peuvent pas prendre en considération les fonctions de distribution des espèces, individuellement, (par exemple, la distribution d'énergie des ions), mais seulement des moyennes sur les distributions. Cet inconvénient est souvent compensé par des modèles (ou codes) hybrides.

Pour valider les modèles fluides, les résultats de simulations obtenus doivent être confrontés avec les données expérimentales et les résultats de modèles particuliers correspondants [9]. L'avantage exceptionnel des modèles fluides qui, jusqu'à présent, ne peuvent pas être remis en cause par des modèles statistiques en dimensions équivalentes, c'est leur rapide convergence.

### **II.3.3 Modèles Hybrides**

Le terme hybride désigne une catégorie de modèles combinant les deux techniques de description des décharges citées précédemment, fluide et particulière. Cependant, cette appellation ne se limite pas à cela, puisque la structure d'un modèle de ce type peut englober deux "modèles fluides" couplés.

D'une manière générale, les modèles hybrides de décharges peuvent donc être classés en deux principales catégories : "*fluide-fluide*" et "*fluide-particulaire*".

### *-Modèle Fluide-Particulaire*

Le problème d'une approche fluide pour modéliser une décharge est de trouver une expression réaliste du terme source dans l'équation de continuité des particules chargées. De plus, si les collisions sont peu nombreuses, des phénomènes de 'non-localité' comme, par exemple, les effets de bord (parois, électrodes), créent des perturbations dans la fonction de distribution électronique qui ne dépend plus seulement du champ électrique local. L'ionisation des neutres est un des principaux phénomènes qui entretiennent le plasma, or celle-ci est due pour une grande part aux électrons dont l'énergie se trouve dans la queue de la fonction de distribution 'haute énergie'. Un moyen intéressant pour traiter avec précision les phénomènes d'ionisation, en conservant certains avantages des méthodes fluides, est d'utiliser une approche hybride où les électrons froids sont décrits d'une manière fluide avec les équations de transport, et les électrons rapides 'haute énergie' sont décrits de manière particulaire, souvent avec une méthode Monte Carlo.

Les modèles utilisant une approche hybride 'fluide – Monte Carlo', dans le but de séparer la description des électrons énergiques (technique Monte Carlo) de celle des autres espèces chargées, y compris parfois celle des électrons du volume de la décharge (fluide), ont été utilisés pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses (pseudo-spark) par [10, 11].

Borgaerts et al.[3] 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 'classique', dans le quel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo, alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrit par un modèle fluide. Cette approche a l'avantage de donner un terme source réaliste et un coût en temps de calcul bien moins élevé que pour un modèle entièrement particulaire. 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. Le modèle fluide ne contient pas d'équations d'énergie puisque les électrons énergétiques sont traités par le module Monte-Carlo.

### **II.4 Equations utilisées dans le modèle fluide**

Pour définir l'état d'un système, nous considérons des valeurs moyennes qui sont des paramètres macroscopiques définis en chaque point, et qui sont reliés par des équations dites "les moments de l'équation de Boltzmann".

Nous obtenons les moments de l'équation de Boltzmann, en multipliant l'équation de Boltzmann par une fonction  $x(v)$  puis en l'intégrant dans l'espace des vitesses.

### II.4.1 Equation de continuité

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

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

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

### II.4.2 Equation de transfert de la quantité de mouvement

Cette équation est obtenue en remplaçant  $x(v)$  par  $m\mathbf{v}$  dans l'équation (II.5):

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

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

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

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

### II.4.3 Equation d'énergie

En remplaçant  $x(v)$  par  $1/2mv^2$  dans l'équation (II.5), nous obtenons l'équation d'énergie scalaire, qui est le troisième moment de l'équation de Boltzmann :

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

Ces trois moments de l'équation de Boltzmann forment un système qui n'est pas fermé et ne peut donc décrire, à lui 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, dont l'approximation du champ local est adoptée.

#### II.4.4 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 que le terme de collision est prépondérant [12]. Donc l'équation de continuité 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 donne le flux dû au champ électrique, et il est appelé 'terme de dérive' ; tandis que le second terme représente le flux dû à la concentration des gradients, et il est appelé 'terme de diffusion'. Le flux de particules ( $\mathbf{J}_i$ ) dépend aussi de la mobilité  $\mu_i$  qui est, à priori, fonction du seul champ électrique, et du  $D_i$  qui est le coefficient de diffusion de l'espèce  $i$ . Cette dépendance est une conséquence de l'approximation du champ local qui suppose l'existence d'un équilibre entre l'énergie des électrons et le champ électrique. En remplaçant l'équation (II.10) dans l'équation de continuité (II.6), nous obtenons :

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

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

$e_0$  est la valeur absolue de la charge électronique,  $e_i$  et  $\mu_i$  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 par  $N_i$  pour les espèces chargées  $i$  et par  $N_j^n$  pour les espèces neutres  $j$ . La vitesse d'écoulement du gaz est représentée par  $\mathbf{V}$ . Le terme source est noté par  $S$ . Il est calculé comme étant le produit des taux de réactions avec 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 Équation 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. Donc, pour décrire correctement la décharge, il est nécessaire de coupler les équations de continuité avec celle de l'équation de Poisson, car cette dernière donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta \phi = \frac{\sum_i e_i N_i}{\epsilon_0}, \quad (\text{II.13})$$

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

Où  $\phi$  est le potentiel électrique,  $\mathbf{E}$  le champ électrique,  $\varepsilon_0$  la permittivité diélectrique de l'air.

Dans l'objectif de comprendre le comportement dynamique du gaz, nous nous sommes basés, dans ce travail, sur l'utilisation d'une formule analytique de la force électro-hydrodynamique (EHD), déjà décrite dans nos travaux antérieurs [13, 14], ainsi que sur l'application d'un modèle numérique (modèle hydrodynamique du gaz) afin de résoudre les équations de Navier-Stokes. Cette tâche nous permet, précisément, de déterminer les vitesses et la structure spatiale du vent ionique, sous l'effet de cette force EHD.

### II.5 La force électro-hydrodynamique (EHD)

La génération du vent ionique est due à la présence d'une force EHD qui s'applique sur le fluide. Les particules chargées générées dans la décharge électrique couronne, sous l'effet de cette force, 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 électro hydrodynamique global du gaz. Selon l'approche de Bœuf et Pitchford [15], et en supposant que le mouvement de l'air ambiant à l'intérieur du réacteur, a une influence négligeable sur la décharge couronne, la force EHD agissant sur le fluide peut être exprimée comme suit:

$$\mathbf{F} = e_0 (N_p - N_n - N_e) \mathbf{E} \quad (\text{II.15})$$

Où  $e_0$  est la charge électrique élémentaire,  $N_i$  est la densité des particules chargées et  $\mathbf{E}$  est le champ électrique. L'indice (p) désigne les ions positifs, (n) les ions négatifs et (e) les électrons. En utilisant l'expression du flux des particules  $\mathbf{J}_i = \mu_i N_i E$  de l'espèce chargée  $i$ , où  $\mu_i$  est la mobilité de cette espèce chargée  $i$ , la force EHD prend la forme :

$$\mathbf{F} = e_0 \left( \frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} - \frac{\mathbf{J}_n}{\mu_n} - \frac{\mathbf{J}_e}{\mu_e} \right) \quad (\text{II.16})$$

Dans la décharge couronne positive, l'ionisation est confinée dans une fine couche autour de l'électrode stressée 'fil', à l'intérieur de laquelle, et du côté du fil, la densité des électrons domine celles des autres espèces chargées [16, 17]. Cependant, puisque l'épaisseur de cette couche est négligeable par rapport à la distance inter-électrodes ( $d$ ), la majeure partie du transfert de la quantité de mouvement des espèces chargées aux molécules neutres, s'effectue 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 l'expression :



$$\mathbf{F} \approx e_0 N_p \mathbf{E} = e_0 \frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} \quad (\text{II.17})$$

Puisque le transport de courant dans la région de dérive est dû, essentiellement, aux ions positifs, on a donc:  $J \approx J_p$ . En conséquence, la densité de la force EHD est finalement écrite sous la forme [14]:

$$F = \frac{1}{\mu_p} j_T \frac{S_T}{S} = \frac{1}{\mu_p} j(0) \left[ \frac{(d+r_0)(1-\cos\sigma)}{\sqrt{(a\sin\sigma)^2 + (d+r_0)^2(1-\cos\sigma)^2}} \right]^{9/2} \frac{\cosh\tau - \cos\sigma}{1-\cos\sigma} \quad (\text{II.18})$$

Où  $\mu_p$  est la mobilité électrique des ions positifs,  $d$  la distance inter-électrodes et  $r_0$  le rayon du fil. La valeur  $j(0)$  est déterminée à partir du courant électrique total  $i$ , comme suit :

$$j(0) \approx \frac{i}{dwK} \quad (\text{II.19})$$

Où  $w$  est la longueur du fil pour une configuration d'électrodes 'fil-plaque' et  $K = 1,44$  pour la décharge couronne positive. Le courant électrique  $i$  a été calculé par la relation de Deutsch : 'courant-tension' [18, 19] comme suit :

$$i = \frac{9.8\mu_i \varepsilon_0 w}{d^2 \ln(2d/r_0)} \phi(\phi - \phi_{onset}) \quad (\text{II.20})$$

La tension d'amorçage ( $\phi_{onset}$ ) de la décharge couronne, pour un fil lisse, peut être obtenue en utilisant la loi de Peek [20] :

$$\phi_{onset} = 29.8KVcm^{-1} \delta r_0 \left[ 1 + \frac{0.301cm^{1/2}}{\sqrt{\delta r_0}} \right] \ln \frac{2d}{r_0} \quad (\text{II.21})$$

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

### II.5.1 Modèle hydrodynamique du gaz

Lors de l'application de la décharge électrique, un plasma est créé, et une interaction entre ce plasma et le gaz neutre prend place. Cette interaction se traduit par un mouvement des molécules neutres du gaz, ayant acquis une partie de la quantité du mouvement de la part des espèces chargées du plasma, et peut être décrite par le système des équations de Navier-Stokes. En effet, les équations de Navier-Stokes qui sont considérées dans notre étude, représentent la conservation de la densité de masse et de la quantité de mouvement. En supposant que l'écoulement est newtonien et que le gaz 'air' est incompressible, l'écoulement EHD qui constitue le vent ionique induit par la

décharge couronne sera, en général, turbulent [21, 22]. C'est dans cette conception des choses que l'approche habituelle moyennée dans le temps (time-averaging), des équations de conservation de la densité de masse et de la quantité de mouvement (ce qui est appelé en anglais les équations de 'Reynolds Averaged Navier–Stokes' (RANS)), sera utilisée dans le présent travail. Si nous négligeons la gravité et nous considérons que le régime est stationnaire, ces équations peuvent être écrites sous la forme :

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \lambda \nabla^2 \mathbf{V} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_R + \mathbf{F} \quad (\text{II.22})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{II.23})$$

Où  $\mathbf{V}$  est la vitesse moyenne du gaz,  $\lambda$  la viscosité dynamique de l'air,  $P$  la pression du gaz et  $\boldsymbol{\tau}_R$  le tenseur de Reynolds. Cette force  $\mathbf{F}$  qui représente la force EHD formulée par l'expression analytique (II.18), sera utilisée, en tant que terme source, dans le système des équations de Navier-Stokes. Ce système de Navier-Stokes, qui constitue des équations différentielles partielles, sera fermé en utilisant le modèle standard de turbulence, pris à 2D:  $k$ -epsilon ( $k - \varepsilon$ ) [23].

### II.5.2 Modèle $k - \varepsilon$ ( $k - \varepsilon$ )

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 [24]. Les contraintes de Reynolds sont calculées en utilisant la relation de Boussinesq [25] :

$$\boldsymbol{\tau}_R = -\frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} + \mu_t \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.24})$$

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

$$\rho \nabla \cdot (k \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[ \left( \eta + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \mu_t \left( \frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \quad (\text{II.25})$$

$$\rho \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[ \left( \eta + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} C_\mu \rho k \left( \frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.26})$$

Où  $\varepsilon$  est le taux de dissipation turbulente.

Ainsi, la viscosité turbulente ( $\mu_t$ ), l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ), et son taux de dissipation ( $\varepsilon$ ), sont liés par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.27})$$

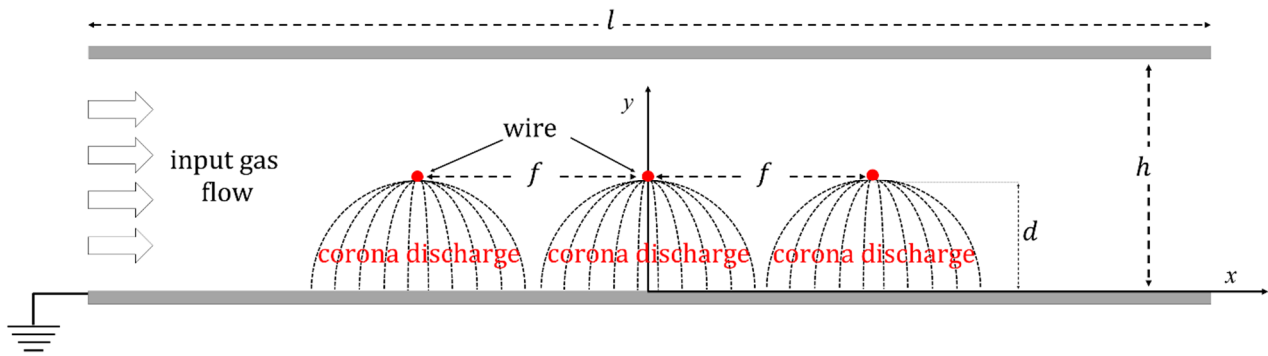
Les paramètres empiriques  $C_\mu$ ,  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  et  $C_{\varepsilon 2}$  sont donnés dans le *Tableau II.1* :

$C_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 2}$
0.09	1,44	1,00	1,30	1,92

**Tableau II.1:** Paramètres empiriques utilisés dans le modèle ( $k$ - $\varepsilon$ ) [23]

Nous avons choisi d'utiliser le logiciel de calcul de la dynamique des fluides FLUENT [26], pour modéliser le vent électrique, comme plusieurs auteurs [27–29]. Ainsi, les équations sont intégrées sur chaque volume de contrôle pour construire des équations algébriques des variables scalaires, 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 Base 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 dans les écoulements à basse vitesse. La deuxième méthode est généralement recommandée pour les écoulements compressibles à plus grande vitesse.

Pour ce réacteur de la décharge couronne de configuration géométrique d'électrodes 'fil(s)-plaque', l'écoulement EHD est confiné entre deux plaques identiques parallèles de longueur  $l$  chacune, et distantes de  $h$  (figure II.1). Entre les deux plaques et dans le plan mitoyan qui les est parallèle, se trouve au niveau du centre inter-plaques, les fils des trois configurations géométriques, qui sont parallèles entre eux, et disposés parallèlement aux plaques, mais perpendiculairement à l'écoulement d'air. Chaque fil des trois configurations, dont le rayon est  $r_0$ , est distant de  $d$  de la plaque inférieure, qui est liée à la masse. Enfin, la distance inter-fils (cas b et c) est  $f$ , et chaque fil est soumis à une même haute tension positive.



*Figure II.1: Schémas de la géométrie utilisée ('fil-plan', 'deux fils-plan' ou 'trois fils-plan').*

### II.6 Les conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes nécessite la définition des conditions aux limites du champ de vitesses. En effet, ces conditions aux limites sont simples. Tout d'abord, elles sont au nombre de deux: la condition de glissement et la condition de vitesse nulle, qui sont supposées satisfaites au niveau des surfaces internes des deux plaques, formant le canal du réacteur, et à la surface de chaque fil. La condition de glissement permet d'ignorer la modélisation des couches limites. En conséquence, le gaz glisse, simplement et parallèlement à la surface, juste au-dessus des couches limites, sur lesquelles la vitesse de l'air est considérée comme nulle, malgré l'existence d'une certaine vitesse d'écoulement d'air. Enfin, la troisième condition consiste à considérer qu'à l'entrée du canal ( $x=-7,5\text{cm}$ ), comme à la sortie ( $x=+7,5\text{cm}$ ), l'existence d'une limite ouverte où la pression est toujours prise égale à la pression atmosphérique.

### Références bibliographiques

- [1] J. P. Boeuf, P. Belenger, L. C. Pitchford, et I. Pérés, « Dépôt et Gravure Chimiques par Plasma », in *CIP91*, 1991, p. 210.
- [2] 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, doi: 10.1088/0963-0252/1/3/011.
- [3] A. Bogaerts et R. Gijbels, « Numerical modelling of gas discharge plasmas for various applications », *Vacuum*, vol. 69, n° 1, p. 37-52, déc. 2002, doi: 10.1016/S0042-207X(02)00306-8.
- [4] S. M. Lee, Y. J. Hong, Y. S. Seo, F. Iza, G. C. Kim, et J. K. Lee, « Simulations of biomedical atmospheric-pressure discharges », *Comput. Phys. Commun.*, vol. 180, n° 4, p. 636-641, avr. 2009, doi: 10.1016/j.cpc.2009.01.004.
- [5] J.-L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas, volume 1*. EDP Sciences, 1994.
- [6] J.-P. Boeuf, « Numerical model of rf glow discharges », *Phys. Rev. A*, vol. 36, n° 6, p. 2782-2792, sept. 1987, doi: 10.1103/PhysRevA.36.2782.
- [7] G. J. Nienhuis, « Plasma models for silicon deposition », Utrecht, 1998.
- [8] Y. Lin et R. A. Adomaitis, « A global basis function approach to DC glow discharge simulation », *Phys. Lett. A*, vol. 243, n° 3, p. 142-150, juin 1998, doi: 10.1016/S0375-9601(98)00241-2.
- [9] A. Salabas, « Fluid model for charged particle transport in capacitively coupled radio-frequency discharges », p. 212.
- [10] 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, doi: 10.1103/PhysRevE.49.5607.
- [11] 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, doi: 10.1063/1.360584.
- [12] O. Ducasse, *Modélisation électrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz*. Toulouse 3, 2006.
- [13] M. R. Bouazza, K. Yanallah, F. Pontiga, et J. H. Chen, « A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation », *J. Electrostat.*, vol. 92, p. 54-65, avr. 2018, doi: 10.1016/j.elstat.2018.02.001.
- [14] 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, doi: 10.1088/1361-6463/aa7b24.

- [15] 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, doi: 10.1063/1.1901841.
- [16] 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, doi: 10.1023/A:1014851908545.
- [17] 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, doi: 10.1088/0022-3727/42/6/065202.
- [18] W. Deutsch, « Über die dichtevertelung unipolarer ionenströme », *Ann. Phys.*, vol. 408, n° 5, p. 588–612, 1933.
- [19] R. S. Sigmond, « The unipolar corona space charge flow problem », *J. Electrostat.*, vol. 18, n° 3, p. 249–272, oct. 1986, doi: 10.1016/0304-3886(86)90021-5.
- [20] F. W. (Frank W. Peek, *Dielectric phenomena in high voltage engineering*. New York [etc.] McGraw-Hill Book Company, Inc., 1915.
- [21] 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, doi: 10.1016/j.elstat.2009.01.055.
- [22] 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, doi: 10.1109/TIA.2008.2009389.
- [23] H. K. Versteeg et W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2007.
- [24] 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, doi: 10.1016/0017-9310(72)90076-2.
- [25] J. (1842-1929) A. du texte Boussinesq, *Essai sur la théorie des eaux courantes / par J. Boussinesq*. 1877.
- [26] « CFD Simulation Software | ANSYS Fluids ». //www.ansys.com/products/fluids (consulté le juill. 17, 2018).
- [27] 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.

- [28] 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.
- [29] R. S. Sigmond, 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.
- [30] R. S. Sigmond, 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.

*Chapitre III :*

---

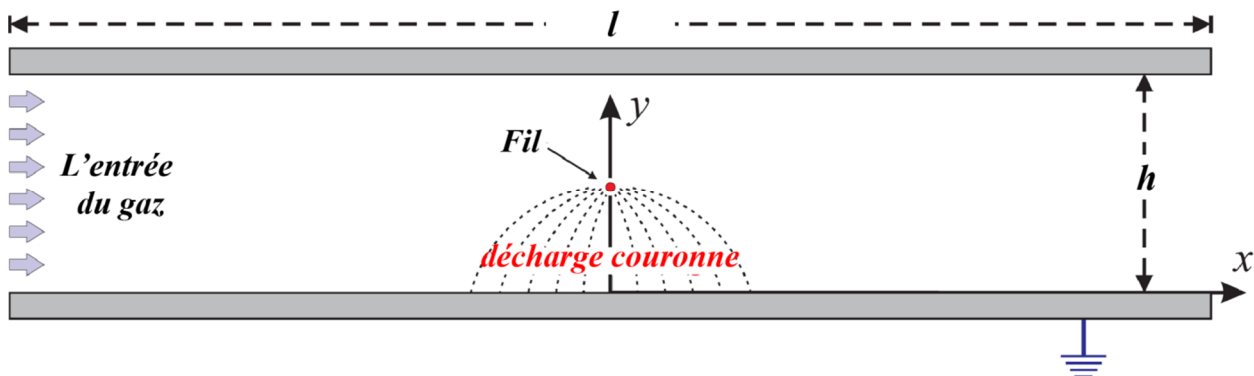
Résultats et discussion



### Résultats et discussion

On suppose que le problème est à 2D et que la longueur du canal soit grande devant l'espace inter-électrodes. Les principaux paramètres géométriques et atmosphériques pris lors de la modélisation sont indiqués dans les figures III.1 et III.2 et le Tableau III.1. Les valeurs de ces paramètres confirment que le régime d'écoulement est turbulent.

Les résultats présentés dans ce travail ont été obtenus pour des systèmes d'électrodes de configurations 'fil(s)-plan'. La haute tension positive appliquée à chaque fil est égale à  $\phi = 10 \text{ kV}$ , ce qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur du fil de  $24,70 \mu\text{A/cm}$  [1-5]. Le rayon du fil est de  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ , la distance inter-électrodes est de  $d = 0.75 \text{ cm}$ , tandis que la distance inter-fils est de  $f = 1 \text{ cm}$ . Enfin, la longueur du canal est de  $15 \text{ cm}$  et la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur est prise égale à  $V_0 = 2 \text{ cm/s}$ .



**Figure III.1:** Illustration schématique de la géométrie utilisée dans le cas (a) : 'fil-plan'.

Gaz	l'air
Pression	1 atm (760 Torr)
Température	293 K
Longueur du canal (l)	15 cm
Largeur du canal (h)	1.51 cm
Distance inter-électrodes (d)	0,75 cm
Rayon du fil ( $\mu\text{m}$ )	100 $\mu\text{m}$
Vitesse d'entrée de l'air ( $V_0$ )	2 cm/s

**Tableau III.1 :** Paramètres de la décharge utilisés dans la modélisation.

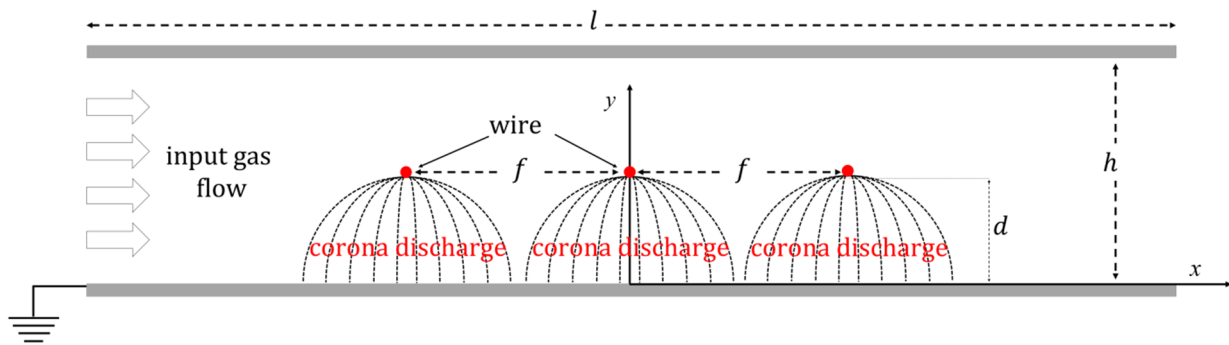


Figure III.2 : illustration schématique de la géométrie utilisée dans le cas (c) : 'trois fils-plan'.

### III.1 La force EHD

Les figures III.3 et III.4 montrent les distributions spatiales, à 2D, de l'amplitude des deux composantes ( $F_x$  et  $F_y$ ) de la force EHD, respectivement.

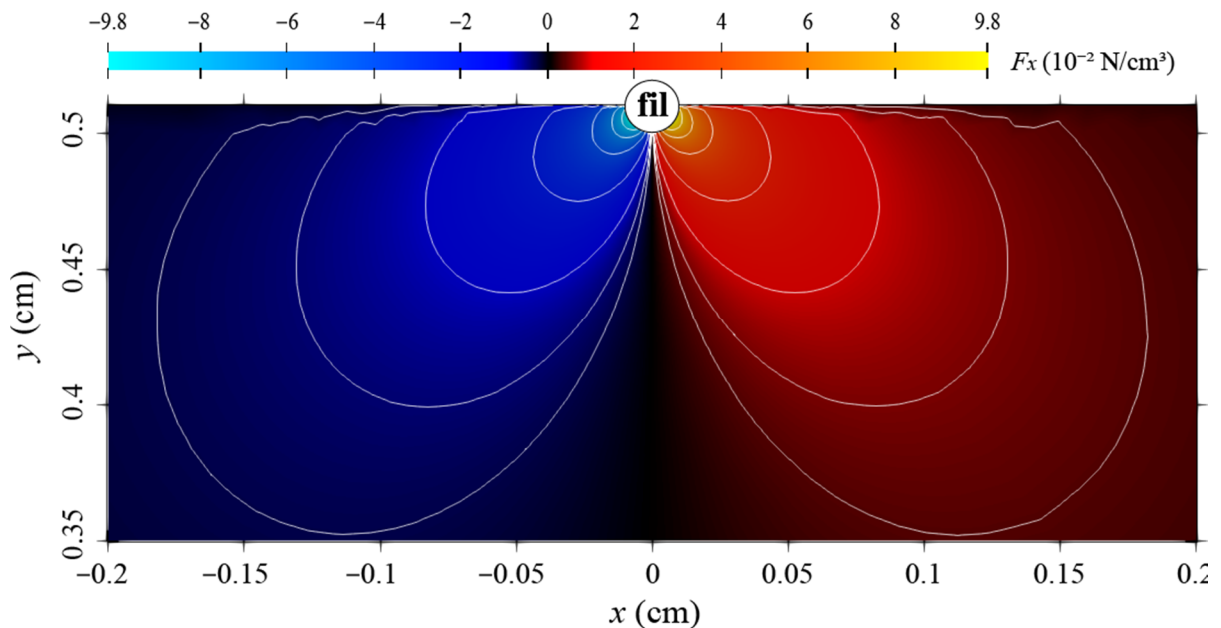
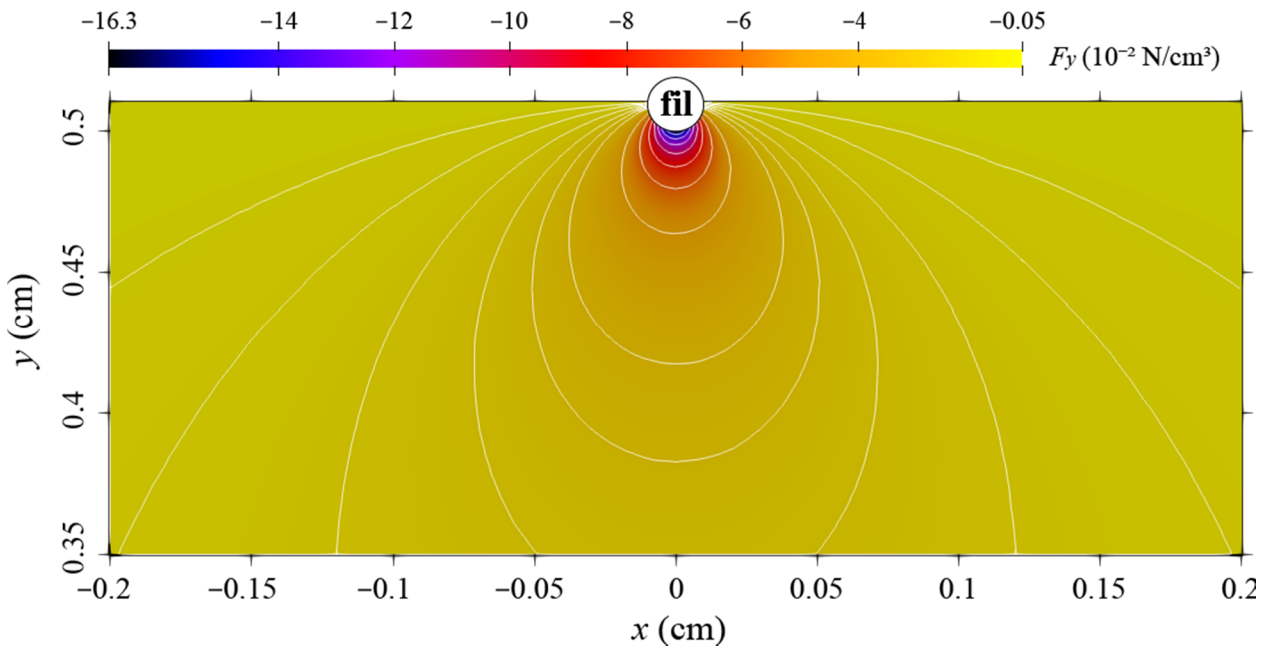


Figure III.3 : Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la composante  $F_x$  de la force EHD, au voisinage du fil (cas a), pour  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,75 \text{ cm}$  et  $\phi = +10 \text{ kV}$ .

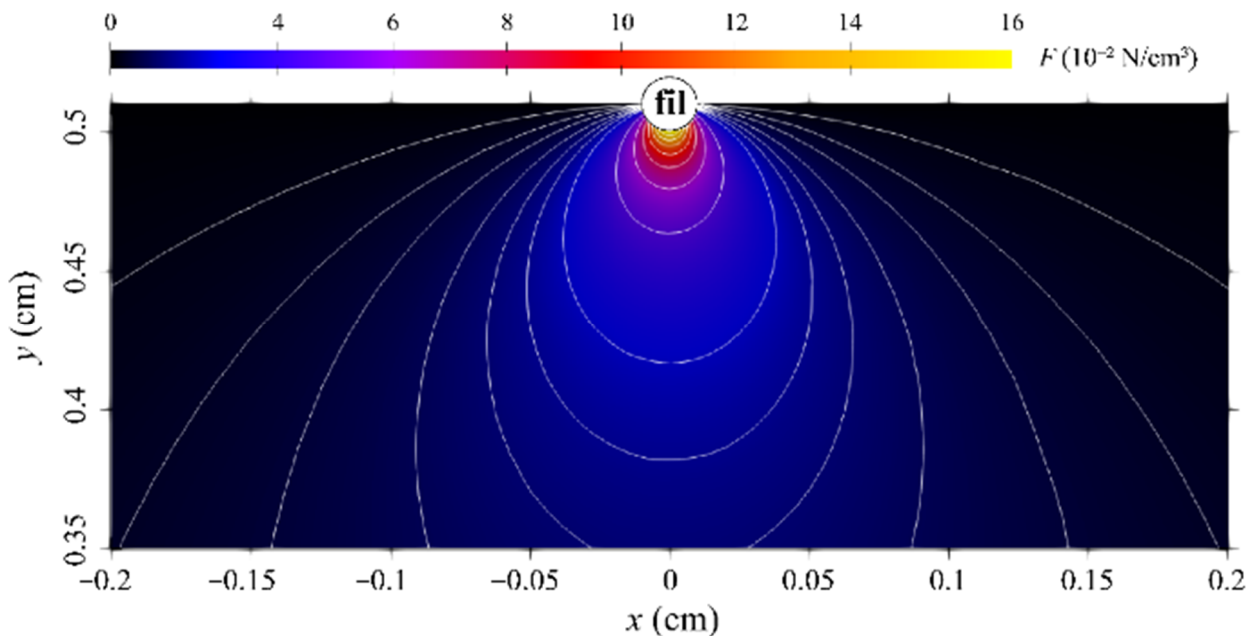
D'après la figure III.3,  $F_x$  prend son maximum, en valeur absolue, sur la surface du fil (en amont ( $x < 0$ ) et en aval ( $x > 0$ ) du fil), puis elle diminue dans ces deux sens opposés de  $x$  jusqu'à s'annuler au niveau des deux extrémités du canal. Mais, le module de cette composante  $F_x$  diminue quand la distance ( $d-y$ ) augmente. Cependant, pour  $x = 0$  (le long de l'axe  $oy$ ),  $F_x$  devient nulle, entre les deux électrodes, pour toute valeur de ( $d-y$ ).



**Figure III.4 :** Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la composante  $F_y$  de la force EHD, au voisinage du fil (cas a), pour  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,75 \text{ cm}$  et  $\phi = +10 \text{ kV}$ .

La figure III.4 indique que  $F_y < 0$  pour toute valeur de  $(d-y)$ . Mais, en valeur absolue,  $F_y$  prend sa valeur maximale en dessous du fil et sur sa surface, puis commence à diminuer, dans tous les sens, en se dirigeant vers la plaque, quelque soit la valeur de  $x$ ,  $y$  compris pour  $x = 0$ . En outre, strictement, en amont ( $x < 0$ ) et en aval ( $x > 0$ ) du fil, la valeur absolue de  $F_y$  est minimale.

La figure III.5 montre la distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la force EHD.



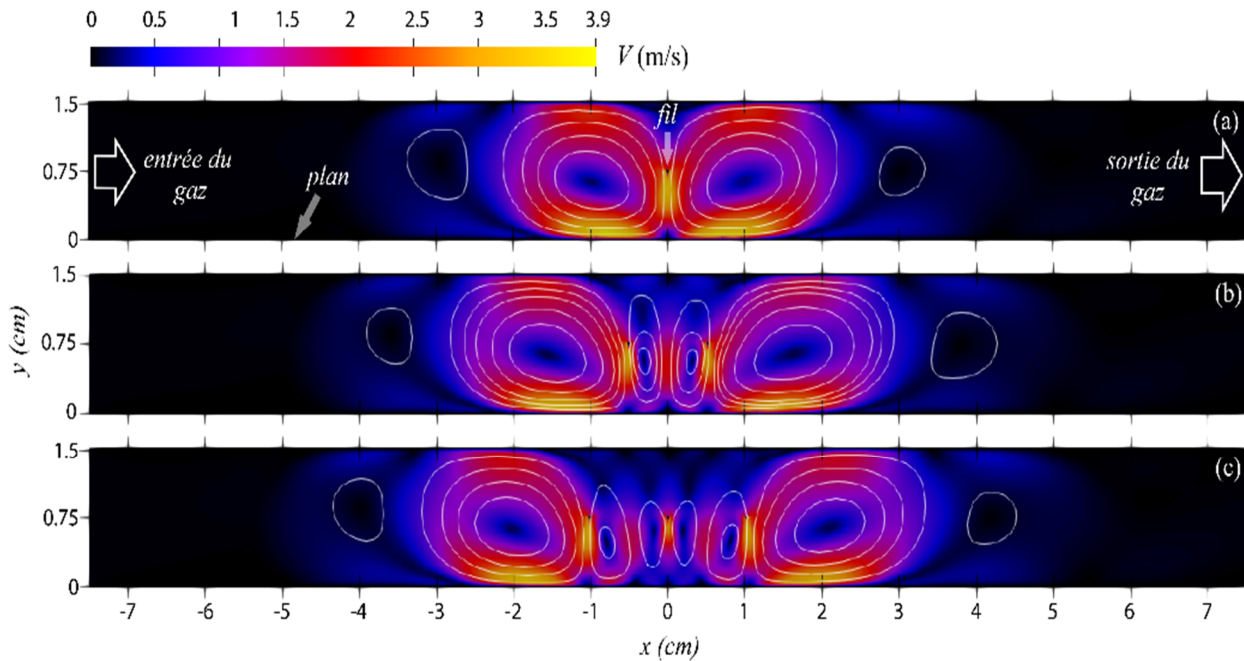
**Figure III.5 :** Distribution spatiale, à 2D, de l'amplitude de la force EHD, au voisinage du fil cas (a), pour  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,75 \text{ cm}$  et  $\phi = +10 \text{ kV}$ .

L'interaction entre les forces EHD naissant autour des fils est négligeable car la distance entre les fils est grande. Sachant que cette force a la même intensité autour de chaque fil dans les trois cas (a, b et c), on s'est limité à la présentation, à 2D, du cas (a) 'fil-plan'. L'analyse des figures III.3, III.4 et III.5 du cas (a), révèle que l'amplitude de la force EHD (et donc de ses composantes  $F_x$  et  $F_y$ ) est très importante aux alentours du fil. C'est pour cette raison que, seulement, une petite partie de l'espace inter-électrodes, celle proche du fil, a été représentée dans ces figures.

Lors de cette décharge couronne, les électrons produits dans la zone d'ionisation, qui est confinée aux alentours de chaque fil, via le processus d'ionisation, vont se diriger vers le(s) fil(s) (l'anode) et les ions positifs, produits aussi dans cette zone, 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. Donc, pratiquement, l'espace inter-électrodes est occupé, exclusivement, par des ions positifs [6]. Il en résulte que la force EHD totale est générée, principalement, par les ions positifs : alors  $F \approx F_p$  et elle est, constamment, dirigée des fils vers la plaque [7]. A noter que la dérive des ions entre les électrodes provoque le mouvement des molécules neutres du gaz à travers l'échange de la quantité de mouvement entre ces ions et les neutres. Ce qui est à l'origine du mouvement global du gaz sous forme d'écoulement EHD qui constitue le vent ionique. Ainsi, c'est le profil de la vitesse du vent ionique qui sera obtenu et représenté dans ce qui suit.

### III.2 La vitesse du gaz

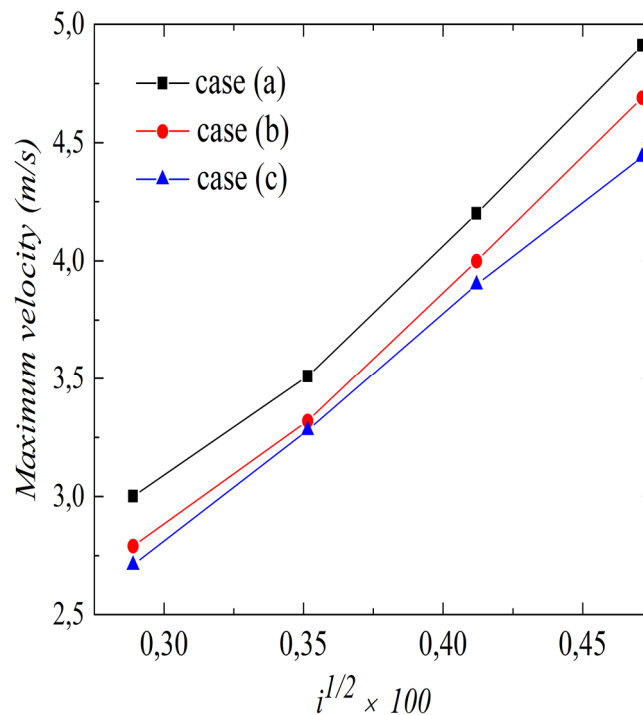
Les profils des distributions spatiales des vitesses de l'air correspondantes aux trois configurations géométriques (a, b et c) sont représentés, à 2D, dans la figure III.6 :



**Figure III.6 :** Distributions spatiales, à 2D, de l'amplitude de la vitesse de l'air et lignes dans les configurations : (cas a) 'fil-plan', (cas b) 'deux fils-plan' et, (cas c) 'trois fils-plan' ; pour un rayon du fil de  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ , une distance inter-électrodes de  $d = 0,75 \text{ cm}$ , une distance inter-fils de  $f = 1 \text{ cm}$  et une tension appliquée de  $\phi = 10 \text{ kV}$ .

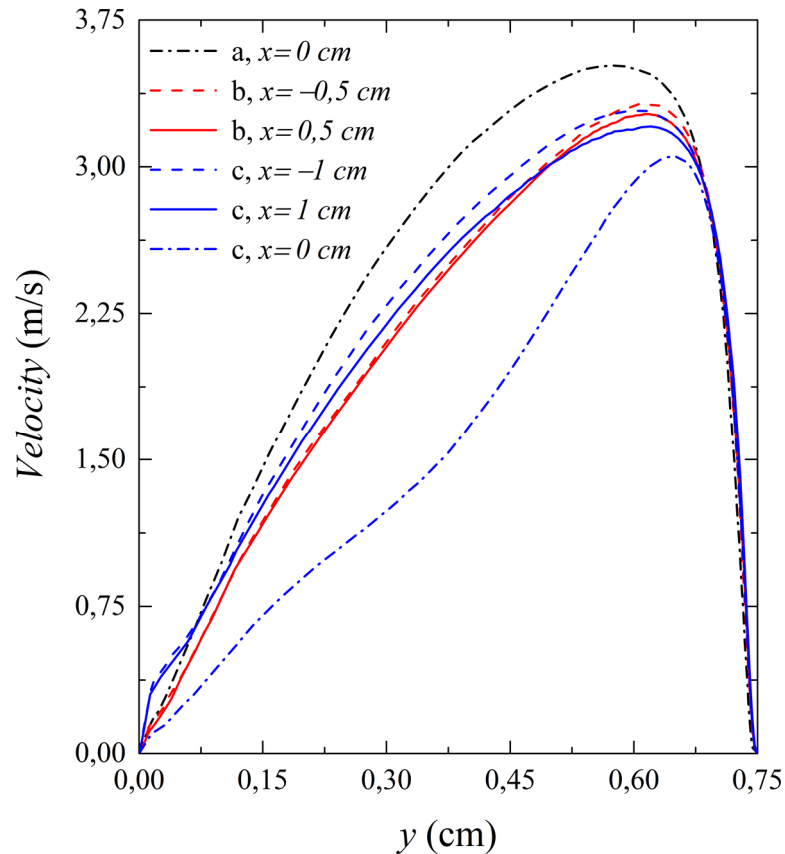
Il est à noter que, dans la configuration 'fil-plaque' (cas a), la vitesse maximale peut aboutir à des valeurs de l'ordre de 3,9 m/s, et ce juste au-dessous du fil et au niveau de la surface de la plaque inférieure (qui est mise à la terre), suite à la présence de la force EHD. L'air accéléré par cette force, vers la plaque inférieure, est contraint de changer de direction dans deux sens opposés, ce qui lui confère un mouvement rotationnel qui consiste en l'apparition de deux grands tourbillons, symétriques par rapport au fil, qui s'étalent jusqu'à atteindre les deux plaques. Ces valeurs de vitesses élevées ont été confirmées, expérimentalement, dans différentes configurations géométriques d'électrodes de la décharge couronne [8, 9]. Dans les deux cas (b et c), le profil général de la vitesse est presque le même que dans le (cas a). Mais, dans le cas (b), il est apparu, entre les deux grands tourbillons et entre les deux fils, deux petits tourbillons. Ces deux petits tourbillons ont gardé le même sens de rotation. Les deux grands tourbillons sont donc décalés, par les deux petits tourbillons, dans deux sens opposés suivant l'axe  $ox$ . Enfin, dans le (cas c), deux autres tourbillons, plus petits encore que ceux du (cas b), se sont interposés de la même manière, entre les deux tourbillons du (cas b) ; ce qui fait augmenter davantage la séparation entre les deux grands tourbillons du (cas a). Il faut, tout de même, préciser qu'il existe une légère diminution de la vitesse maximale du vent ionique dans les deux cas (b et c) par rapport au cas (a) où la vitesse est de l'ordre de 3,9 m/s, alors qu'elle est, dans ces deux cas (b et c), de l'ordre de 3,5 m/s. Ceci est dû à

ce que les petits tourbillons apparus dans les deux derniers cas (b et c) gênent la recirculation de l'air.



**Figure III.7:** Variation de la vitesse maximale du vent ionique en fonction de l'intensité du courant électrique pour les configurations géométriques : (cas a) 'fil-plan', (cas b) 'deux fils-plan' et (cas c) 'trois fils-plan' ; pour  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,75 \text{ cm}$ ,  $f = 1 \text{ cm}$  et  $\phi = +10 \text{ kV}$ .

La figure III.7 montre que, dans tous les cas (a, b et c), la vitesse de l'air augmente avec l'augmentation de la haute tension appliquée à chaque fil et, en outre, cette figure confirme que la vitesse maximale est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du courant électrique. Cependant, pour une haute tension donnée, la vitesse diminue quand le nombre de fils augmente (du cas (a) au cas (b), puis au cas (c)). Ceci est dû à ce que l'augmentation du nombre de tourbillons, qui accompagne l'augmentation du nombre de fils, gêne la recirculation de l'air et, par conséquent, fait diminuer sa vitesse.



**Figure III.8 :** Variation de la vitesse du vent ionique le long de l'axe ( $oy$ ), pour différentes valeurs de ( $x$ ), dans les configurations : (cas a) 'fil-plan', (cas b) 'deux fils-plan' et (cas c) 'trois-fils-plan' ; pour  $r_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,75 \text{ cm}$ ,  $f = 1 \text{ cm}$  et  $\phi = +10 \text{ kV}$ .

La figure III.8 montre la variation de la vitesse de l'air le long de l'axe ( $oy$ ), pour différentes valeurs de ( $x$ ). Dans tous les cas (a, b et c), cette vitesse s'annule au niveau de la surface de la plaque inférieure et au niveau de l'axe de symétrie qui est parallèle à l'axe ( $ox$ ) et qui passe par les fils. Cependant, quelle que soit la valeur de ( $x$ ), la vitesse augmente, constamment quand ( $y$ ) augmente, à partir de la plaque inférieure (la masse), et arrive à une valeur maximale d'environ 3,5 m/s, pour  $y \approx 0,60 \text{ cm}$  dans les deux cas (b et c). Mais, dans le cas (a), la vitesse de l'air prend une valeur, légèrement, plus supérieure ( $\approx 3,6 \text{ m/s}$ ), au dessous du fil, pour une valeur de  $y$  moins proche du fil ( $y \approx 0,55 \text{ cm}$ ), par rapport aux deux autres cas (b et c). Le fait que la vitesse de l'air prend sa valeur maximale pour une valeur de  $y$  plus proche de l'axe de symétrie, qui est parallèle à ( $ox$ ) et qui passe par le(s) fil(s) ( $x = 0,75 \text{ cm}$ ), pourrait être expliqué par la présence d'une vitesse maximale des tourbillons au niveau de la surface de l'électrode inférieure. Ceci aurait pour effet que l'écoulement de l'air est moins gêné du côté de l'axe de symétrie, ce qui explique que la vitesse maximale se manifeste, plutôt, à une valeur de ( $y$ ) qui est plus proche de cet axe ; puis la vitesse diminue et s'annule à son niveau ( $y = 0,75 \text{ cm}$ ), car la force EHD n'existe qu'entre cet l'axe de symétrie et la plaque inférieure.

### III.3 Conclusion

C'est dans les trois configurations géométriques ((a), (b) et (c)), que la décharge électrique couronne a fait naître un vent ionique, dans l'air, à l'état stationnaire. L'objectif était d'étudier l'effet de chaque configuration géométrique sur le profil général de la vitesse du vent ionique, à 2D, tout en procédant à la comparaison entre les profils des vitesses issues des trois cas.

L'utilisation d'une expression analytique simplifiée et proposée par notre équipe dans un travail antérieur, nous a permis, contrairement aux modèles numériques trouvés dans la littérature, de calculer la force EHD, tout en permettant une simple exploitation, avec moins d'effort numérique, donc moins de temps, et en conservant une grande précision. L'injection de cette force EHD, en tant que paramètre d'entrée, dans les équations de Navier-Stokes, nous a permis de déterminer la distribution spatiale, à 2D, de la vitesse du vent ionique. Comme résultat principal, on peut conclure qu'en plus du décalage observé dans les deux cas (b et c), entre les deux grands tourbillons adjacents formés par le vent ionique dans le cas (a), suite à l'interposition de deux petits tourbillons (cas b) et de quatre petits tourbillons (cas c), le profil général de la vitesse conserve, globalement, dans les trois configurations géométriques, la même distribution spatiale, mais révèle une légère diminution de la vitesse maximale dans les deux derniers cas.

A noter que quelle que soit la valeur de  $x$ , et dans tous les cas (a, b et c), la vitesse prend sa valeur maximale à  $y \approx 0,55$  cm (cas a) et à  $y \approx 0,60$  cm (cas(b) et cas(c)). C'est-à-dire à un  $y$  plus proche de l'axe de symétrie qui passe par le(s) fil(s) ( $x = 0,75$  cm), où l'écoulement d'air est moins gêné par les tourbillons.

Enfin, cette étude a confirmé un résultat, déjà connu, qui indique que la vitesse du vent ionique, augmente avec la haute tension appliquée au(x) fil(s), et que la valeur maximale est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du courant électrique.



**Références bibliographiques**

- [1] Béquin, P., Castor, K., Scholten, J., 2003. Electric wind characterisation in negative point to-plane corona discharges in air. *Eur. Phys. J. - Appl. Phys.* 22, 41–49. <https://doi.org/10.1051/epjap:2003006>
- [2] Bérard, P., 2008. Etude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique. Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris.
- [3] Boeuf, J.P., Pitchford, L.C., 2005. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *J. Appl. Phys.* 97, 103307. <https://doi.org/10.1063/1.1901841>
- [4] Lacoste, D., Pai, D., Laux, C., 2004. Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air, in: 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. p. 354.
- [5] Ould Ahmedou, S., Havet, M., 2009. Effect of process parameters on the EHD airflow. *J. Electrostat.*, 11th International Conference on Electrostatics 67, 222–227. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2009.01.055>
- [6] Yanallah, K., Pontiga, F., Chen, J.H., 2013. A semi-analytical study of positive corona discharge in wire-plane electrode configuration. *J. Phys. Appl. Phys.* 46, 345202. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/34/345202>
- [7] Bouazza, M.R., Yanallah, K., Pontiga, F., Chen, J.H., 2018. A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation. *J. Electrostat.* 92, 54–65. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2018.02.001>
- [8] Grange, F., Soulem, N., Loiseau, J.F., Spyrou, N., 1995. Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge. *J. Phys. Appl. Phys.* 28, 1619. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/8/0118>
- [9] Rickard, M., Dunn-Rankin, D., Weinberg, F., Carleton, F., 2005. Characterization of ionic wind velocity. *J. Electrostat.*, 10th International Conference on Electrostatics 63, 711–716. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2005.03.033>

## Conclusion Générale

---

### Conclusion Générale

Une décharge électrique couronne, de polarité positive, entre deux électrodes de configuration géométrique 'fil(s)-plan', dans l'air à pression atmosphérique, était à l'origine de la génération du vent ionique, qui a fait l'objet d'une modélisation, à 2D, dans un régime stationnaire. L'objectif était d'essayer de comprendre, dans cette configuration, l'effet des principaux paramètres se trouvant à l'origine de l'établissement et l'écoulement du vent ionique.

La modélisation a été effectuée en utilisant un modèle analytique de la décharge couronne, qui a été développé par notre équipe de recherche. Ce modèle se base sur la résolution des équations de continuité des particules chargées, couplées à l'équation de Poisson. Ces paramètres, qui portent sur les distributions spatiales, ont permis de déterminer la force EHD, dont l'utilisation est primordiale dans la détermination du profil de l'écoulement. L'application du modèle mathématique consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes en utilisant la force EHD, en tant que terme source, lors de l'exploitation du logiciel FLUENT dans le calcul, afin de déterminer la distribution spatiale des vitesses du vent ionique. En outre, une étude paramétrique a été menée pour vérifier la relation qui existe entre la vitesse du vent ionique et la haute tension appliquée, d'une part, et entre cette vitesse et l'intensité du courant électrique, d'autre part.

Il est à remarquer, pour cette polarité, que la force EHD est générée, essentiellement, par les ions positifs, et qu'elle est, constamment, dirigée du fil vers la plaque. Mais dans la zone d'ionisation, qui est très étroite par rapport à la zone de dérive, cette force EHD est supérieure d'environ d'un ordre de grandeur à celle générée dans la zone de dérive, parce que l'intensité du champ électrique dans la zone d'ionisation est très supérieure à celle de ce champ dans la zone de dérive.

En récapitulant :

- L'expression analytique de la force EHD proposée par notre équipe de recherche fait diminuer énormément le temps de calcul et donne des résultats avec une très bonne précision.
- Dans le cas (a), et sous l'effet de la force EHD, la vitesse maximale peut atteindre environ 3,9 m/s, juste au-dessus du fil et au niveau de la surface de la plaque inférieure. L'air accéléré par la force EHD, change de direction au niveau de cette plaque, dans deux directions opposées, ce qui lui confère un mouvement rotationnel qui fait naître deux grands tourbillons, symétriques par rapport au fil, et s'étalant jusqu'à atteindre les deux plaques.
  - Dans les trois cas (a, b et c), le profil général de vitesse est presque le même.
  - Dans le cas (b) s'ajoute, par rapport au cas (a), deux tourbillons plus petits ; et dans le cas (c) s'ajoute, en plus, deux autres tourbillons plus petits que ceux du cas (b).

## **Conclusion Générale**

---

- L'augmentation du nombre de tourbillons (du cas (a) au cas (b), puis au cas (c)) gêne la circulation de l'air, ce qui explique une légère diminution relative de la vitesse.
- Cette étude confirme des résultats connus, où la vitesse croît avec la tension appliquée, et est proportionnelle à la racine carrée du courant électrique.
- L'importance de certains résultats nous encourage à approfondir et élargir ce travail à d'autres configurations géométriques en variant, par exemple, de la distance inter-fils (cas(a) et cas(b)) afin d'étudier l'interaction entre les fils, et son effet sur l'écoulement EHD.

## ملخص :

التفريغ الكهربائي الإكليلي يحدث عند تطبيق فرق كمون كبير في غاز موجود ما بين مسريين حيث المسرى الخاضع للضغط العالي يكون منحنيًا أكثر من المسرى الآخر الموصل بالأرض. عندئذ تنشأ أيونات بعد اصطدام الإلكترونات المسرعة بالجزئيات المعتدلة كهربائياً. وهذه الأيونات تتحرك ما بين المسريين وتصطدم بجزئيات أخرى حيث تقدم لها جزءاً من كمية حركتها. وهكذا تنشأ حركة إجمالية للغاز تعرف بالرياح الأيونية أو الرياح الالكترونية أو السريان الكهروهيدروديناميك (EHD) هناك العديد من التطبيقات للرياح الأيونية وبالأخص تبريد المركبات الالكترونية أو تغيير طبقة الهواء اللصيقة بالسطوح في علم الطيران على سبيل المثال. في هذا البحث نحدد بدقة سرعات الرياح الأيونية الناشئة في الهواء ضمن حالة مستقرة عند ثلاث هياكلهندسية للمساري: (أ) "خيط - صفيحة"، (ب) "خيطان - صفيحة"، (ج) "ثلاث خيوط - صفيحة"، حيث يخضع كل خيط إلى ضغط عال موجب. من أجل ذلك نمذج الرياح الأيونية باستعمال برمجية (FLUENT) لحل مجموعة معادلات "نافي - ستوك" (Stokes-Navier) بان ندمج فيها حداً أساسياً هو عبارة تحليلية للقوة الكهروهيدروديناميكية الذي سبق إيجادها سابقاً من طرف فريقنا البحثي. ثم نقدم تغير السرعة الأيونية الناتجة عن الوضعيات الهندسية الثلاث (أ)، (ب) و (ج) من جهة، ونقارن قيمها من جهة أخرى.

التفريغ الكهربائي الإكليلي - البلازما - الرياح الأيونية - القوة الكهروهيدروديناميكية - سرعة الرياح الأيونية. : الكلمات المفتاحية

### Abstract :

In this work, we determine precisely the electric wind velocity, produced by a direct current (DC) corona discharge in air, using three geometrical electrodes configurations: 'wire-to-plate' (a), 'two wires-to-plate' (b) and 'three wires-to-plate' (c). Each electrode wire is subjected to the same high positive voltage while the plate is grounded. This electric wind velocity is determined through a mathematical model based on the resolution of Navier-Stokes flow equations, in which a source term consisting in an electro-hydrodynamic (EHD) force, already established by our group in the form of a simplified analytical expression, is used. The results found shows a comparison of the profile of the electric wind velocity produced by the corona discharge for the three geometrical electrodes configurations ((a), (b) and (c)).

**Key words:** (DC) Corona Discharge, Plasma, Electric Wind, Force Electro-hydrodynamic (EHD), Electric Wind Velocity.

### Résumé:

Une décharge électrique couronne se produit lorsque une différence de potentiel est créée, dans un gaz, entre deux électrodes, dont l'électrode stressée est courbée (un fil ou une pointe), et l'autre, qui est souvent une plaque ou un cylindre, est mise à la terre. Dès lors, des ions créés, par impact électronique sur les particules neutres, circulent entre les électrodes où ils percutent d'autres molécules du gaz auxquelles ils leur transmettent une partie de leur quantité de mouvement, provoquant ainsi un mouvement global du gaz appelé 'vent ionique' ou 'vent électrique', ou même écoulement électro hydrodynamique (EHD). Diverses applications du vent ionique ont porté, notamment, sur le refroidissement des composants électroniques et la modification de la couche limite dans l'aéronautique. Dans ce travail, on procède à une détermination précise des vitesses du vent ionique, se produisant dans l'air dans un régime stationnaire, pour des configurations géométriques : 'fil-plan'(a), 'deux fils-plan' (b) et 'trois fils-plan'(c) ; dont le fil est soumis à une haute tension positive. Pour se faire, une modélisation du vent ionique est conduite en utilisant le logiciel FLUENT pour résoudre le système des équations d'écoulement de Navier-Stokes, dans lesquelles on injecte un terme source, qui consiste en la force EHD, déjà établi par notre équipe de recherche, sous forme d'une expression analytique. Parmi les résultats trouvés, dans les configurations géométriques ((a), (b) et (c)), celui qui indique la vitesse du vent ionique sera présenté, et les valeurs des vitesses issues de ces configurations seront comparées

**Mots clés :** Décharge électrique couronne, Plasma, Vent ionique, Force EHD, Vitesse du vent ionique