

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE M'SILA
FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME
DE MASTER EN GENIE ELECTRIQUE

SPECIALITE: AUTOMATIQUE

THEME

***Modélisation mathématique et numérique des
décharges plasmas***

Proposé et dirigé par :

Monsieur: NOURI Hamou

Présenté par :

MEHDAOUI Akila

Année Universitaire : 2011 / 2012

N°d'ordre :016



Remerciements

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie le bon dieu tout puissant qui me donne de la foi, du courage et de patience, qu'il m'a donnée durant toutes ces années d'étude.

Ainsi, je tien également à exprimer mes vifs remerciements à mon encadreur Mr : H.NOURI" pour avoir d'abord proposée ce thème, pour suivi continuel durant toute cette période. Qui n'a pas cessée de me donner ses conseils.

Je remercie vont aussi à tous les enseignants et le chef de département d'Electrotechnique qui a contribué à notre formation par ailleurs, ainsi à tous les membres du jury qui ont accepté de juger mon travail.

En fin je tien à exprimer mes reconnaissance à tous mes amis pour le soutien moral et matériel.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à ceux qui ont passés leur vie rêvant de voir ce jour-ci, à ceux qui mon entourés d'amour et de tendresse ...à :

A l'âme de mon chère papa 'Hocine', à qui je souhaite qu'il repose en paix.

Au la fleur de ma vie... ma très chère mère, maa' khatouma', à qui je souhaite une long vie.

A mes très chères parents' Tayeb et Cherifa', qu'ils me donnent toujours les conseils et l'encouragement.

Au mes très chères frères ; Smail, Hamid, et Khalil, je souhaite la réussite dans leurs vie.

Au mes très belles sœurs ; Hadjiira, Aicha, Kheira, et la petite Sara, je souhaite la plus de joies, d'amoure, et beaucoup de prospérités dans leurs vie.

Je dédie ce travaille surtout à mon petit frère' Youcef', je lui souhaite une vie plein de bonheur, de santé, de succé, et beaucoup de joies .

A mes très chères amies Likri et Khadija, et ses familles .

A tous mes collègues sans exception d'a toutes les promos 2012, Automatique et électromécanique.

A tous mes voisins d'a tout les habitants de SIDI AISSA.

Akila

Sommaire



Sommaire :

Introduction Générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Généralité sur les décharges électriques

I.1 Introduction.....	3
I.2 Notion de charge électrique.....	3
I.2.1 Distribution de charge.....	4
I.2.2 Appareil de mesures de charges.....	5
I.3 Mécanisme de formation et processus physiques des décharges électriques.....	7
I.3.1 Mécanisme de multiplication électronique.....	9
I.3.1.1 Phénomène d'ionisation.....	9
I.3.1.2 Phénomène de recombinaison.....	10
I.3.1.3 Phénomène d'attachement.....	10
I.4 Théorie de Townsend.....	11
I.5 La loi de Paschen.....	14
I.6 Les différents types des décharges électriques.....	16
I.6.1 Les décharges luminescentes.....	16
I.6.2 Les décharge avec barrière diélectrique.....	16
I.6.3 Les décharges couronnent.....	18
I.7 Conclusion.....	24

Chapitre II : Les propriétés des plasmas

II.1 Introduction.....	26
II.2 Principe de génération d'un plasma.....	26
II.3 Différents types de plasmas.....	29
II.4 Paramètres définissant un plasma.....	30
II.4.1 Le degré d'ionisation	30
II.4.2 Température.....	31
II.4.3 Pression	32
II.4.4 Densité.....	33
II.4.5 Les fréquences dans un plasma.....	34
II.4.6 Ondes dans les plasmas.....	35
II.4.7 Longueur de Landau.....	36
II.4.8 Longueur de Debye.....	36
II.4.9 Libre parcours moyen	38
II.4.10 Vitesses des molécules.....	39
II.4.11 Les collisions.....	40
II.5 Conclusion.....	41

Chapitre III : Les domaines d'applications de plasma

III.1 Introduction.....	43
III.2 Utilisation de plasmas dans le domaine de la médecine.....	44
III.3 Les écrans de plasma.....	45
III.3.1 Caractéristique des écrans plasmas.....	47
III.3.2 Composition d'un écran plasma	48
III.3.3 Mécanisme de la décharge plasma dans les écrans.....	48
III.3.4 Avantages des écrans plasma.....	49
III.3.5 Inconvénients des écrans plasma.....	50
III.4 Les lampes à décharge d'arc.....	50
III.5 Utilisation du plasma dans les laborations des semi-conducteurs.....	51
III.6 La pulvérisation cathodique.....	53
III.7 Traitements de surface des matériaux par plasma froids.....	53
I.7.1 Principe de traitement par plasma froid.....	53
I.7.2 Les avantages des plasmas froid pour le traitement de surface.....	54
I.7.3 Les différents traitements plasma.....	54
III.8 Les filtres électrostatiques.....	55
III.8.1 description de fonctionnement d'un électrofiltre	57
III.8.2 Modèle de fonctionnement des électrofiltres.....	58
III.8.3 Application de précipitateur industriels.....	60
III.8.4 Avantage des précipitateurs électrostatiques.....	60
III.8.5 Inconvénients précipitateurs électrostatiques.....	61
III.9 Conclusion.....	61

Chapitre IV: Modélisation et simulation de plasma

IV.1 Introduction.....	62
IV.2 Objectifs fondamentaux.....	62
IV.3 Modèles mathématiques.....	63
IV.3.1 Description géométrique du problème.....	64
IV.3.2 Equations de base.....	64
IV.3.2.1 Equation de fluide.....	64
IV.3.2.2 Les données de base.....	65
IV.3.2.3 Les conditions aux limites.....	65
IV.3.2.4 Méthodes numériques.....	66
IV.4 Différentes étapes de la résolution numérique.....	67
IV.5 Résultat et discussions.....	68

IV.5.1 Détermination numérique des lignes de champ.....	69
IV.5.2 Détermination numérique des surfaces équipotentielles.....	70
IV.5.3 Le maillage.....	71
IV.5.4 Densité de la charge d'espace.....	71
IV.5.5 Le potentiel électrique.....	72
IV.5.6 Le champ électrique.....	73
IV.5.7 Mouvement de particules chargées dans champ électromagnétique.....	74
IV.5.8 Synthèse et caractérisation du plasma étudié.....	79
IV.5.8.1 Degré d'ionisation	79
IV.5.8.2 Les grandeurs caractéristiques.....	79
IV.5.8.2.1 Paramètres primaires	79
IV.5.8.2.2 Paramètres secondaires.....	82
IV.5.8.3 Distribution en vitesse de Maxwell.....	83
IV.5.8.4 Distribution de Boltzmann.....	84
IV.6 Conclusion.....	85
Conclusion Générale.....	87
Annexe 1.....	89
Annexe 2.....	92
Bibliographie.....	99



Listes des figures

List e des figures :

Figure 1.2	Electroscope à feuille d'or.	P6
Figure 1.3	Electromètre à condensateur vibrant.	P6
Figure 1.4	Electromètre à MOS FET.	P7
Figure 1.5	Caractéristique courant-tension des décharges à moyennes et faibles pression.	P7
Figure 1.6	Les deux étapes du mécanisme de la décharge.	P12
Figure 1.7	Courbe de Paschen pour l'air à 20 °C.	P15
Figure 1.8	Différentes configurations de décharges contrôlées par barrières diélectriques.	P17
Figure 1.9	: Topographie de la décharge couronne volumique en configuration pointe – plaque.	P17
Figure 1.10	Mécanisme de la décharge couronne bipolaire.	P20
Figure 1.11	Descriptif de la décharge couronne positive.	P21
Figure 1.12	Descriptif de la décharge couronne négative.	P22
Figure 1.13	Différentes composantes du courant pour une alimentation électrique alternative en géométrie pointe-plan à pression atmosphérique.	P24
Figure 2.1	Les domaines d'utilisation des plasmas.	P27
Figure 2.2	Décharge électrique DC.	P28
Figure 2.3	Décharge électrique par onde électromagnétique.	P28
Figure 2.4	Classification des plasmas.	P29
Figure 2.5	Diagramme Densité – Température des plasmas.	P30
Figure 2.6	Évolution des températures des électrons T_e et des particules lourdes T_g avec la pression dans un plasma thermique d'arc.	P33
Figure 2.7	Approche physique du libre parcours moyen.	P38
Figure 3.1	Les domaines d'application des Plasmas.	P43
Figure 3.2	Schéma d'une cellule d'écran à plasma vue en perspective pour une géométrie coplanaire.	P46
Figure 3.3	: Les principaux éléments des écrans plasmas.	P48
Figure 3.4	: Mécanisme de décharge dans un écran.	P49
Figure 3.5	: Application des plasmas dans le domaine de semi- conducteurs	P52
Figure 3.6	: Méthodes générales de dépôt de couches minces sous vide	P53
Figure 3.7	: Traitement de surface	P54
Figure 3.8	: Traitement de surface par plasma froid.	P55
Figure 3.9	Vue schématique d'un filtre électrostatique.	P57

Figure 3.10 Principe général de fonctionnement d'un électrofiltre.	P58
Figure 3.11 Illustration schématisée du modèle Simplifié.	P59
Figure 4.1 Modèle géométrique.	P64
Figure 4.2 Organigramme de programme fil-plan utilisé pour décrire le plasma.	P69
Figure 4-3 Génération des lignes de champ.	P69
Figure 4-4 Les lignes de champs et les équipotentiels.	P70
Figure 4-5 Le maillage de la configuration.	P71
Figure 4.6 Variation de la densité de la charge d'espace pour la moitié du domaine.	P71
Figure 4-7 Distribution spatiale du potentiel électrique.	P72
Figure 4-8 Distribution spatiale du champ électrique.	P73
Figure 4-9 Variation du champ électrique au plan.	P74
Figure 4-10 Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les ensembles des directions ($E=0,001\text{v/m}$ $B=0,125\text{ Tesla}$).	P76
Figure 4-11 Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E=0,001\text{v/m}$, $B=0,125\text{T}$).	P76
Figure 4-12 Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les ensembles des directions ($E=100\text{v/m}$; $B=1\text{ Tesla}$).	P77
Figure 4-13 Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E=100\text{v/m}$, $B=1\text{T}$).	P77
Figure 4-14 Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les ensembles des directions ($E=1,01.10^{+6}\text{v/m}$; $B=1\text{ Tesla}$).	P78
Figure 4-15 Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E=1,01.10^{+6}\text{v v/m}$, $B=1\text{T}$).	P78
Figure 4-16 Variation de vitesse le long de la deuxième ligne de champ.	P81
Figure 4-17 Variation de la fonction de distribution en fonction de la vitesse.	P84
Figure 4-18 Distribution du potentiel en fonction de la distance et en fonction de la longueur de Debye.	P85

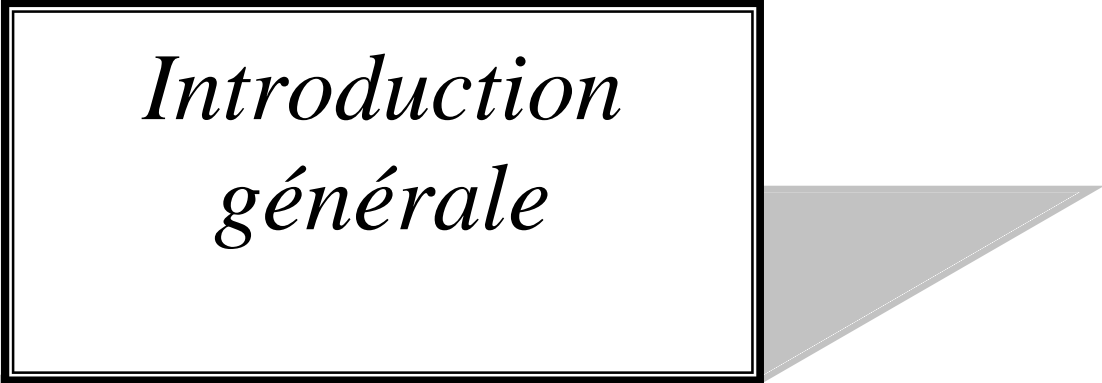


Nomenclature

List e des symboles :

A :	Constante du gaz.
α :	Degré d'ionisation.
\vec{B} :	Champ électromagnétique.
C :	Capacité du gaz.
d :	Distance inter-électrodes.
D_x :	Coefficient de diffusion.
e :	Charge élémentaire d'un électron.
E :	Amplitude du champ électrique.
F :	Force de Lorentz.
f :	Fréquence.
j_0 :	Densité du courant initiale.
J :	Densité de courant d'avalanche.
Λ :	Distribution filiforme.
λ_D :	Longueur de Debye.
k_B :	Constante de Boltzmann.
m :	Masse de la particule.
m_e :	Masse d'électron.
m_i :	Masse d'ion.
μ_x :	Mobilité ionique.
n_0 :	Nombre d'électrons initiales dans un gaz.
n :	Densité des espèces neutres.
nt :	Densité-température.
n_τ :	Nombre de chocs que subit une molécule.
h_f :	Efficacité fractionnaire.
N :	(= $6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) : Nombre d'Avogadro.
P :	Pression du plasma.
F :	Potentiel électrique.
q :	Charge électrique.
r_L :	Langueur de Landau.
ρ_e :	Densité volumique de la charge.
$S(r,t)$:	Terme source d'ionisation.
σ :	Distribution surfacique.
T :	Température.
τ :	Intervalle de temps moyen entre deux chocs.
τ_p :	Temps de rétablissement d'équilibre.
\vec{V} :	Vitesses des molécules.
v_i :	Vitesse des ions.
V_d :	Tension de décharge.
V_s :	Tension seuil.
w :	Fréquence propre d'oscillation.
w_p :	Pulsation plasma.
g :	Nombre d'électrons émis par la cathode.
Z :	Nombre de chocs par unité de temps.

*Introduction
générale*



Le terme « plasma » a été introduit en physique en 1928 [1] par le physicien américain I. Langmuir pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons et ions positifs, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. Le plus simple des plasmas est celui d'hydrogène, formé d'électrons et de protons libres en concentrations égales. Ainsi définis, les plasmas se confondent donc avec le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques, solide, liquide et gaz. Les propriétés spéciales des plasmas sont dues au long rayon d'action de la force entre particules (force coulombienne) : un électron ou un ion du plasma interagit à chaque instant avec beaucoup d'autres. On peut même décrire de nombreuses propriétés des plasmas (effets collectifs) en considérant ceux-ci comme des mélanges de deux fluides continus d'électricité positive et négative. Par suite de leur faible densité, les plasmas conservent cependant certaines propriétés des gaz (grande compressibilité, énergie interne et pression proportionnelles à la température absolue, etc.) [2].

Plusieurs applications technologiques ont stimulé le développement de la physique des plasmas :

- | Des le début de ce siècle, Heaviside (et d'autres chercheurs) ont compris que les radiocommunications à très grande distance pourraient utiliser une réflexion des ondes sur une couche ionisée dans la haute atmosphère (c'est-à-dire par ce qu'on appelle maintenant l'ionosphère). Cette application a suscité les premières études de propagation d'ondes dans les gaz ionisés ; plus tard il a fallu, pour analyser les effets du champ magnétique terrestre, généraliser ces études au cas des gaz ionisés plongés dans un champ magnétique.
- | Les travaux de Langmuir ont été consacrés au développement de divers dispositifs à décharge dans les gaz (arcs, lampes) et il lui a fallu comprendre les propriétés de l'état plasma qu'il avait identifiées dans ces dispositifs. Plus tard, des dispositifs à décharge furent produits avec des ondes et cela conduisit au développement des tubes *TR* (transmission/réception) et d'interrupteurs pour le radar.
- | Les études sur la décharge dans les gaz sont toujours très actives. En plus des applications traditionnelles liées notamment à l'éclairagisme et au transport de l'énergie électrique à de très hautes tensions, elles interviennent dans de nombreuses techniques nouvelles : production de hautes températures dans les chalumeaux à plasma, de lumière cohérente intense dans les lasers à gaz, méthodes de traitement de surface par plasma en mécanique et en microélectronique (par exemple gravure et dépôt de films en milieu non aqueux).
- | La stérilisation ou la décontamination d'appareillage médicaux ou d'instruments en chirurgie dans le domaine médical, des traitements thérapeutiques concernant la dermatologie, les ulcères, la cautérisation, et on l'espère certains types de cancers. Des instruments faisant intervenir ces dispositifs plasma sont en cours de développement ou seront développés pour ces applications avec des avancées notables en dermatologie et dentisterie.

Notre travail est présenté en quatre chapitres. Le premier chapitre est une introduction générale assez détaillée des décharges électriques. Il a paru utile de faire une présentation relativement élémentaire de toutes les notions qui seront ensuite développées de façon plus détaillée et plus rigoureuse dans les chapitres suivants. Cela permet de se familiariser avec les propriétés principales de la physique des décharges.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des propriétés principales des plasmas nécessaire dans une étude plus approfondie. Les sujets abordés seront les suivants :

- Grandeurs de base permettant de décrire un plasma : densité et température électronique ;
- Classification des plasmas ;
- Fréquences fondamentales des oscillations collectives de charge d'espace ;
- Longueurs fondamentales de Landau et de Debye.

Le troisième chapitre est consacré aux différentes applications des plasmas dans les nouvelles technologies telle que les écrans plasmas, les semi conducteurs, l'environnement et la médecine.

L'objet du quatrième chapitre est centré sur la simulation et la modélisation de la décharge plasma dans une configuration fil - plan. Pour résoudre l'équation de poisson nous avons utilisé plusieurs méthodes numériques sous le logiciel matlab.

En fin, on termine par une conclusion générale où est mis en évidence l'importance des différentes études théoriques et du modèle numérique élaboré pour éclairer les processus de décharge plasma.

Chapitre I
Généralité sur les
décharges électriques



I.1 Introduction

Les décharges électriques sont des plasmas et sont générées par des champs électriques intenses. La décharge électrique s'obtient de diverses manières sous : Cependant, dans la plupart des cas, les décharges électriques sont établies à basse pression car elles sont plus faciles à obtenir et plus stables qu'à pression atmosphérique. Parmi les décharges électriques à pression atmosphérique [1], on trouve les arcs et les torches à plasmas, la décharge à barrière diélectrique et la décharge couronne.

Si on établit une tension suffisante entre deux électrodes placées dans un gaz, ce dernier peut s'ioniser et laisser passer un courant : c'est ce que l'on nomme une décharge électrique. Les manifestations et caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique (continu, alternatif), la nature et la pression du gaz ou encore des distances caractéristiques (distance interélectrodes). Au XIXe siècle, les expériences sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés ont conduit à la découverte de l'électron et des rayons X. Dans ce cas, on parle aussi fréquemment d'arc électrique [3].

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation.

Dans ce chapitre, nous allons présenter, dans le cas des décharges électriques, les processus physiques qui conduisent à la production d'espèces réactives et à leur dispersion. Tout d'abord, les conditions d'obtention de la décharge, ses différents régimes ou le mode de propagation de la décharge seront décrits. Ensuite, la caractérisation physique des différentes évolutions des réacteurs utilisés sera accompagnée d'une caractérisation électrique et mathématique.

I.2 Notion de charge électrique

Il y a plus de 2600 ANS, les savants grecs, après avoir découvert que l'ambre s'électrisait très facilement lorsqu'il était soumis à un frottement, lui avaient donné le nom « d'élektron », d'où nous vient le mot électricité. Les phénomènes d'électricité statique s'observent dans la vie quotidienne : Certains corps ont la propriété de s'électriser par frottement (triboélectricité).

- | Lorsque l'on frotte un bâton d'ébonite et que l'on présente ce bâton près des cheveux ou près d'un mince filet d'eau on observe un déplacement, ce qui est la manifestation d'une interaction électrostatique.
- | Lorsque l'on enlève rapidement un pull en laine, des étincelles (visibles dans une pièce sombre) se produisent en « crépitant ».
- | L'éclair, lors d'un orage, est un phénomène d'électricité statique impressionnant qui fut longtemps craint par les hommes. Il fallut attendre B. FRANKLIN en 1752 pour identifier la nature électrique du phénomène et pour maîtriser les dégâts du tonnerre par l'invention du paratonnerre.

Le transfert de charge peut se faire par décharge, c'est-à-dire par création d'un arc électrique (une étincelle). En effet, lorsque deux objets de charges opposées sont approchés, l'attraction entre eux peut devenir si importante que certaines particules sont accélérées dans l'air en produisant l'ionisation locale de l'air par collision. Cette ionisation crée un canal conducteur qui va transporter l'arc électrique.

Une décharge, c'est une conversion rapide de l'énergie électrique en énergie cinétique. Puis en énergie d'excitation et d'ionisation des atomes et des molécules.

La décharge électrique s'obtient de diverses manières sous :

- | Soit par système avec électrodes sous un champ électrique important. Il s'agit des décharges en courant continu (décharges luminescentes et décharges couronnes).
- | Soit par un système sans électrodes sous un champ électromagnétique variable de type basses fréquences, radiofréquences (à couplage capacitif ou inductif) ou micro-onde.
- | Et si la décharge alimentée en continu ou en radiofréquence est accompagnée d'un champ magnétique.

I.2.1 Distribution de charges

Au début du vingtième siècle, la découverte de l'électron a permis de montrer que la charge était quantifiée. La charge élémentaire que porte un proton vaut $e = 1,6021 \times 10^{-19}$ C (mesurée par Millikan) et représente l'opposée de la charge d'un électron. Le transfert de charge ne se fait que par multiple entier de e . Bien sûr, à l'échelle macroscopique, le nombre de particules échangées est si grand que l'aspect discontinue ne se voit pas ce qui explique

pourquoi on considère souvent des répartitions continues de charges (pour des raisons mathématiques surtout) [4]:

- | La distribution volumique est une répartition de charge en volume. En chaque point du système on définit une densité volumique de charge :

$$r_e(M) = \frac{dq}{dv}(M) \text{ [C.m}^{-3}\text{]} \quad (1.1)$$

qui représente la charge par unité de volume en un point. Si le milieu est homogène Constante.

- | La distribution surfacique est une répartition de charges en surface. On définit une densité surfacique de charge :

$$s(M) = \frac{dq}{ds}(M) \text{ [C.m}^{-2}\text{]} \quad (1.2)$$

qui ne dépend pas de la position de M lorsque le système est homogène.

- | La distribution filiforme est une répartition de charges sur une courbe. On caractérise la distribution v de charge à l'aide de la densité linéique de charge :

$$l(M) = \frac{dq}{dl}(M) \text{ [C.m}^{-1}\text{]} \quad (1.3)$$

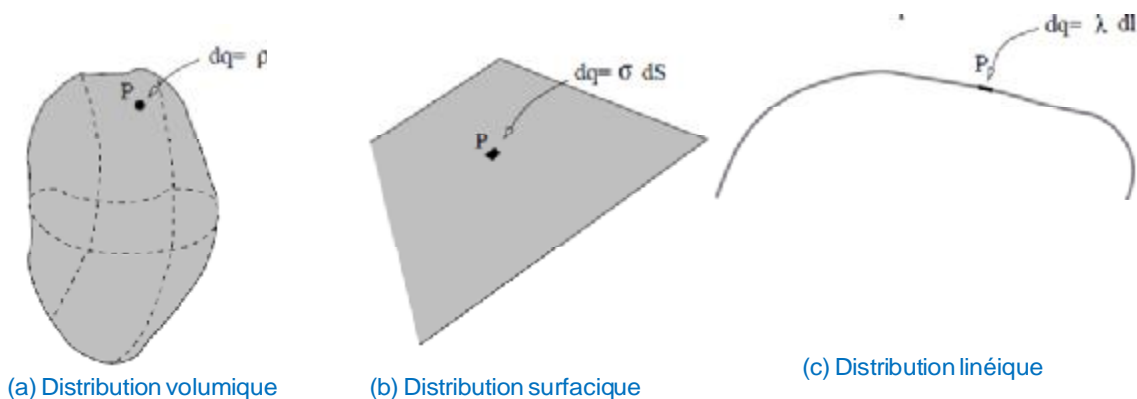


Figure 1.1 Différents types de distributions.

I.2.2 Appareils de mesures de charges

a) Electroscope

L'électroscope à feuille d'or fut le seul instrument utilisé jusqu'à la mise au point des électromètres à tube puis à semi conducteurs.

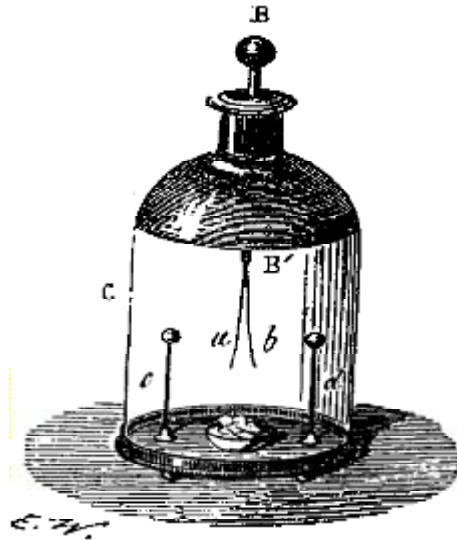


Figure 1.2 Electroscope à feuille d'or.

b) Electromètre à condensateur vibrant

Un tel instrument utilise un condensateur de très grande qualité dont une des deux armatures vibre tandis que l'autre est au repos.



Figure 1.3 Electromètre à condensateur vibrant.

L'espace entre les armatures changeant une variation de la capacité du condensateur en découle. Lorsque qu'une charge fixe est appliquée à un tel condensateur Lorsque qu'une charge fixe est appliquée à un tel condensateur bornes. Cette différence de potentiel est ensuite amplifiée. Ce type d'instrument est vraisemblablement le plus précis en matière de mesures de charge. Des appareils utilisant cette technique ont été commercialisés par exemple le "CARY" par la société VARIANT.

c) Electromètre à MOS FET

C'est à l'heure actuelle les plus utilisés. Ils sont constitués d'amplificateurs opérationnels opérant à faible tension. Ce sont, comme les électromètres à tube, des amplificateurs de tension mais les circuits associés sont relativement simples. Ils ont une grande stabilité. Ce type d'instruments notamment commercialisé par KEITHLEY est actuellement le plus répandu dans les laboratoires et les industries.



Figure 1.4 Electromètre à MOS FET.

I.2 Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques

Un électron placé dans un champ électrique uniforme par exemple est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules. L'ionisation d'une espèce conduit donc à la formation d'une particule chargée et à la libération d'un électron supplémentaire, qui à son tour va être accéléré et acquérir une énergie suffisante pour ioniser une seconde particule. Ce mécanisme d'ionisation successive est connu sous le nom « d'avalanche électronique » ou « décharge de Townsend ».

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

Sous l'influence du champ électrique appliqué, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique de décharge. La figure (1.5) décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée [5]. La courbe permet de distinguer quatre régimes [6 - 8]:

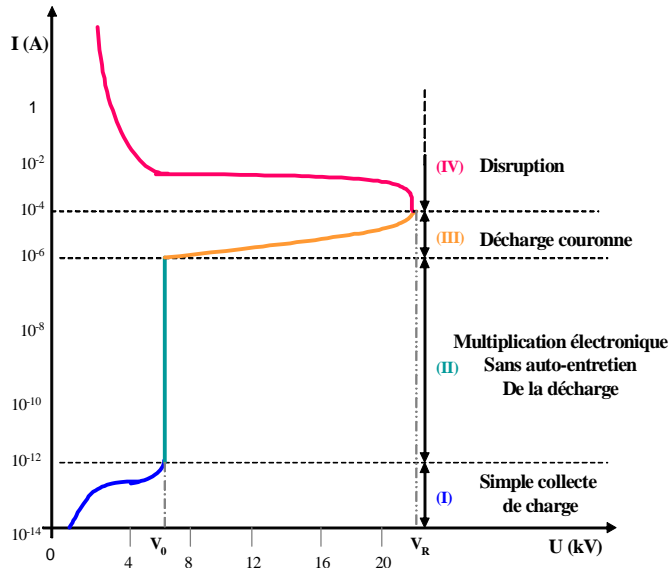


Figure 1.5 Caractéristique courant-tension des décharges à moyennes et faibles pressions

- § **Régime I** : Le courant est très faible ($\approx 10^{-12}$ A/cm²), dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.
- § **Régime II** : Lorsque la tension atteint une valeur seuil V_s , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus d'avalanche se déclenche alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire : on parle de régime de Townsend non entretenu. Le courant reste faible ($\approx 10^{-9}$ A/cm²).
- § **Régime III** : Ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.
- § **Régime IV** : Les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques.

I.2.1 Mécanisme de multiplication électronique (avalanche)

L'existence d'une décharge électrique résulte du passage d'un courant dans le diélectrique gazeux et donc de la possibilité de créer des particules chargées; essentiellement des électrons; à partir des atomes ou molécules neutres du gaz. Les principaux mécanismes régissant la génération des porteurs de charge dans les gaz sont : les mécanismes d'ionisation, tendant à augmenter leur densité et les mécanismes de recombinaison et d'attachement, tendant à les réduire.

Le processus de multiplication électronique a été proposé par Townsend pour décrire les phénomènes de claquage dans les gaz. Ce processus est une conséquence de l'accélération d'un ou plusieurs électrons, par le champ, sur une distance égale au libre parcours moyen suffisamment longue pour que le gain d'énergie permette l'ionisation, à la suite de collisions, d'une ou plusieurs molécules. Cependant, si dans les gaz les phénomènes d'ionisation sont bien établis, il n'en est pas de même dans les liquides. En effet, la densité d'un liquide étant environ 10^3 fois plus élevée que celle d'un gaz, le libre parcours moyen de l'électron dans le liquide serait 10^3 fois plus faible (\sim nm), si on appliquait la théorie cinétique des gaz. Toutefois, il n'est pas justifié d'extrapoler simplement les bases de la théorie cinétique en phase liquide. Si le champ est suffisamment intense, l'électron acquiert une énergie suffisante pour ioniser les atomes du gaz lorsqu'il entre en collision avec eux.

Les collisions créent de nouveaux électrons qui pourront être accélérés et ioniser à leur tour les atomes du gaz. Ensuite, il apparaît des processus secondaires qui correspondent à la formation d'électrons dits secondaires lesquels vont produire de nouvelles avalanches qui vont s'ajouter à l'ionisation directe qui peuvent conduire au claquage du gaz. Suivant les conditions expérimentales (densité et nature du fluide, nature des électrodes, etc.), différents processus secondaires peuvent intervenir, on peut citer : action des ions positifs et des métastables à la cathode, la photoémission à la cathode par l'action des photons créés par la décharge, la photoionisation du gaz sous l'action de photons, entre autres [9].

I.2.1.1 Phénomène d'ionisation

Le phénomène d'ionisation est un processus tout à fait aléatoire mais il peut être formellement lié au libre parcours moyen pour l'ionisation. Le processus est largement décrit dans la littérature scientifique et on peut noter que la nature du gaz et sa densité sont les paramètres les plus influents.

Un électron peut ioniser une particule neutre par collision à condition qu'il ait une énergie supérieure à celle d'ionisation de la particule. Cependant, à température élevée, surtout avec une forte pression, le gaz de remplissage peut s'ioniser lui-même et fournir ainsi d'autres électrons libres. Un photon suffisamment énergétique, généralement libéré par un atome métastable retrouvant son état d'équilibre peut également contribuer à l'ionisation des particules neutres.

D'autre part, l'ionisation peut être également produite par les ions positifs, mais ce processus exige que la particule incidente ait un niveau énergétique, de l'ordre de 100 ou 200 eV. Le phénomène n'intéresse que certains types de décharge à basse pression, dans lesquelles les ions accélérés par le champ électrique, puissent acquérir une énergie importante entre deux collisions. Dans tous les cas, lors de la collision, l'excédent d'énergie de l'électron, de la particule, du photon ou de l'ion est fourni à l'électron nouvellement créé sous forme d'énergie cinétique.

I.2.1.2 Phénomène de recombinaison

La recombinaison a été beaucoup moins étudiée que son processus inverse l'ionisation. Cependant elle reste d'une importance fondamentale pour la bonne compréhension des mécanismes de développement de la décharge et tout particulièrement pour ceux de sa phase d'extinction. La recombinaison est la neutralisation d'un ion positif par capture d'un électron ou d'ion négatif.

Le taux des recombinaisons ion - ion est généralement beaucoup plus élevé que celui des recombinaisons électron - ion, ce qui est dû à la faible mobilité des ions positifs. Les phénomènes de recombinaison sont en général négligés dans les calculs des paramètres des décharges électriques mais sous certaines conditions fixées évidemment par les caractéristiques du gaz et la pression, ils ne peuvent plus l'être.

I.2.1.3 Phénomène d'attachement

L'attachement électronique qui est le phénomène se produisant quand un électron rentre en collision avec un atome ou une molécule de gaz neutre pour former un ion négatif stable. L'état de stabilité n'est pas toujours atteint car l'ion négatif formé peut rentrer dans un état intermédiaire avant de se dissocier. Par exemple : O^- , O_2^- , NO_2^- , NO_3^- , OH^- , H^- et les ions halogène négatif sont formé de façon stable mais non N^- , N_2^- ou encore les ions négatifs des gaz rares.

L'attachement électronique est d'autant plus important que la molécule présente une plus grande affinité électronique.

L'excédent d'énergie fourni par l'électron incident peut se retrouver sous forme d'émission radiative dans le cas d'une collision entre corps ou sous forme de source d'énergie cinétique pour une troisième particule dans le cas d'une collision à trois corps.

Dans le seul contexte des mécanismes d'initiation de la décharge, la recombinaison et l'attachement électronique peuvent jouer un rôle très important. Ils peuvent d'une part retarder l'ionisation de la décharge car favorisant la formation d'états intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement. Il est certain que sous n'importe quelles conditions, une multiplication électronique ne peut s'initier que dans une région où les phénomènes d'ionisation sont plus importants que ceux de recombinaison et d'attachement. Dans l'air, cette condition est fournie par un champ réduit égale à : $E/P = 34 \text{ V.cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$, soit 26 kV.cm^{-1} à la pression atmosphérique.

I.3 Théorie de Townsend

La théorie de Townsend [10 - 11] est basée sur la multiplication des électrons par ionisation du gaz inter électrodes. L'air contient toujours des électrons libres, le champ électrique les accélère et quand ils atteignent une énergie suffisante (10 à 25 eV, selon la nature du gaz) ils entrent en collision avec les molécules de l'air. Chacun de ces électrons peut arracher un électron à une molécule ou à un atome du gaz et reprendre sa course. L'électron arraché est, à son tour, accéléré comme les électrons initiaux, et peut lui aussi arracher un autre électron et le processus évolue en une avalanche d'électrons (figure 1.6).

L'avalanche électrique se manifeste par une décharge dite "**non autonome**" puisque cette décharge n'existe qu'en présence d'un agent ionisant (dans ce cas le champ électrique). Donc sur un déplacement dx en direction du champ électrique E , un électron crée $a \cdot dx$ électrons.

a est appelé "**premier coefficient de Townsend**", il désigne le nombre moyen de chocs ionisants qu'un électron effectue par unité de longueur dans la direction du champ. L'unité de a est cm^{-1} .

Si n_0 est le nombre d'électrons initialement existant dans un gaz, à la distance x , le nombre d'électrons créés par avalanche est :

$$n(x) = n_0 e^{ax} \tag{1.4}$$

La densité du courant initiale étant j_0 , par avalanche ce courant devient :

$$j(x) = j_0 e^{ax} \tag{1.5}$$

a dépend de la nature du gaz, du champ électrique et de la pression.

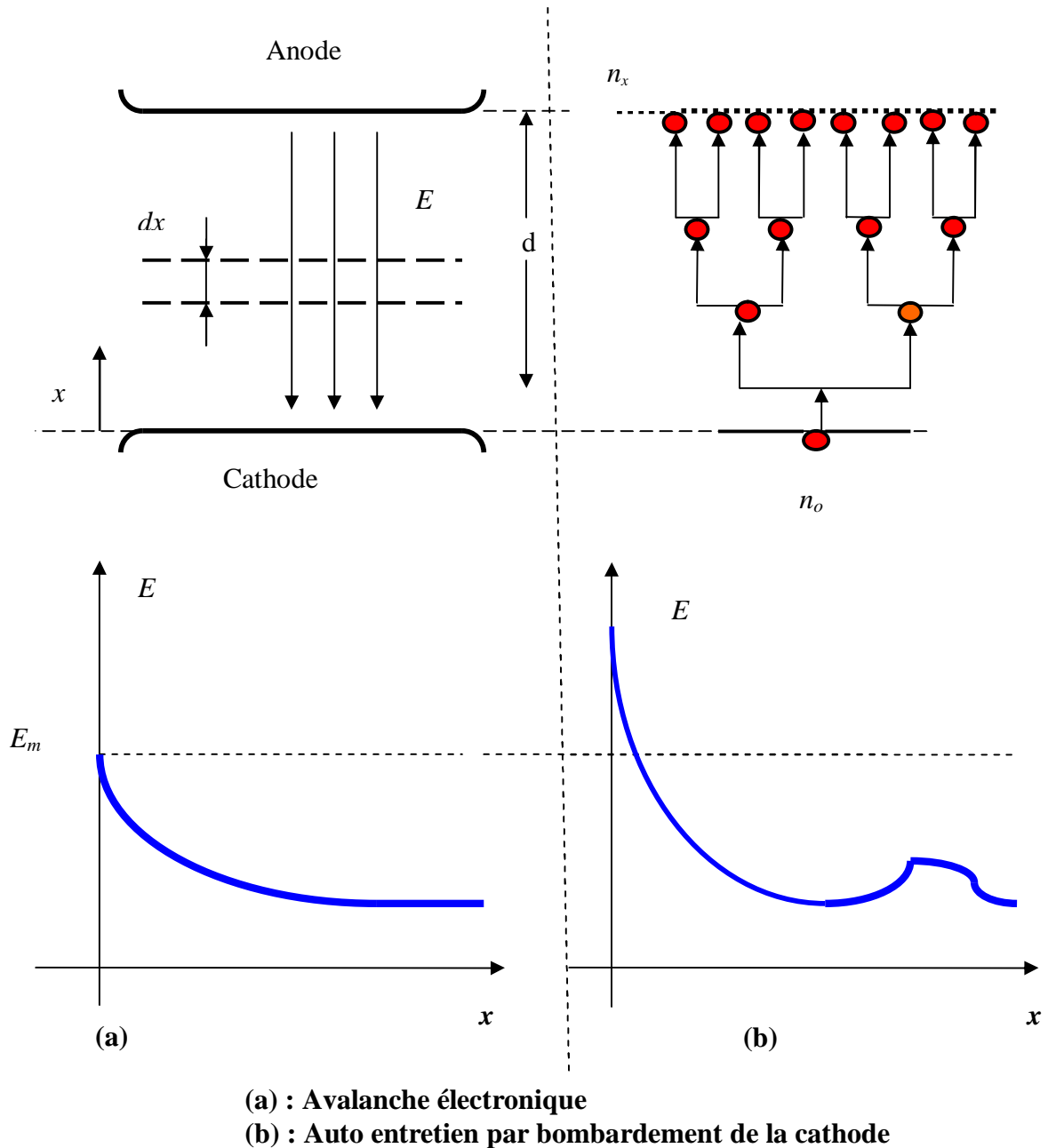


Figure 1.6 Les deux étapes du mécanisme de la décharge

Townsend a proposé une expression analytique de la dépendance simultanée de la pression et du champ électrique qui est la suivante:

$$\frac{a}{P} = A.\exp(-B.P/E) \quad (1.6)$$

où A et B sont des constantes du gaz.

Pour des valeurs élevées de E/P , interviennent un certain nombre d'effets secondaires comme la charge d'espace et l'émission secondaire. De tous ces effets, c'est l'émission cathodique qui prédomine. Townsend a introduit un coefficient g qui caractérise le nombre d'électrons émis par la cathode par ion incident. Ce coefficient dépend aussi de la pression et du champ électrique.

La densité de courant d'avalanche s'écrit alors :

$$j = j_0 \exp(ax) / [1 - g[\exp(ax) - 1]] \quad (1.7)$$

Lorsque la tension continue d'augmenter, elle atteint une valeur dite "tension disruptive" qui engendre une augmentation rapide du courant. On arrive à une situation telle que dans l'expression (1.4), $g[e^{ax} - 1]$ tend vers l'unité. En effet pour chaque électron primaire on recueille $[e^{ax} - 1]$ ions qui à leur tour donnent par bombardement de la cathode $g[e^{ax} - 1]$ électrons. Ainsi la décharge s'entretient d'elle même par émission secondaire, d'où le nom d'une **décharge autonome**.

La décharge se produit dans un champ non homogène, au delà de l'étroite région d'ionisation, le champ électrique diminue ce qui provoque la diminution de l'énergie des électrons et leur capture par les atomes d'oxygène. L'oxygène est un gaz électronégatif où le phénomène d'attachement est prépondérant, donnant naissance à des ions négatifs. Ces ions sont beaucoup moins mobiles que les électrons, ils constituent la charge d'espace entre la région d'ionisation et les plans. Ceci ralentit le passage de courant et stabilise le phénomène et permet d'atteindre sans claquage des tensions plus élevées [12].

La théorie de Townsend fait intervenir tout l'intervalle inter électrodes. Elle prévoit à des pressions élevées, des temps de transition des charges beaucoup plus grands que le temps de la formation de la décharge. Ceci permet d'écarter le processus secondaire « γ » car les ions positifs sont freinés et leur énergie cinétique n'est plus suffisante pour extraire des électrons supplémentaires de la surface cathodiques.

A partir des années 40, les travaux menés par Loeb et Meek à Berkeley (Université de Californie) et par Raether en Allemagne mettent en évidence des divergences entre la théorie et les résultats expérimentaux à la pression atmosphérique [14]. Le modèle de Townsend présente cependant des limites lorsqu'on cherche à l'appliquer à de plus fortes valeurs du produit $P.d$ (>200 torr.cm). Ces travaux confirment la non validité de la théorie de Townsend pour les pressions élevées de gaz, en champ uniforme. Cependant, cette théorie conserve sa validité pour des valeurs de produit $P.d$ inférieure à 200 torr .cm.

I.4 La loi de Paschen

La loi de Paschen, énoncée par le physicien allemand Friedrich Paschen en 1889, à partir de mesures effectuées dans l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique, décrit la tension de décharge qui varie avec la pression du gaz et la distance 'd' entre les deux électrodes. La loi s'applique uniquement dans le cas d'un champ électrique uniforme entre les deux électrodes. Dans ce cas, $E = V / d$. En utilisant le phénomène de décharge de Townsend nous avons :

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{ad}}{1 - g(e^{ad} - 1)} \tag{1.8}$$

La courbe typique de Paschen pour l'air est montrée sur la figure (1.7). Le minimum de Paschen pour l'air est 327 V ayant lieu à $Pd = 0.756$ Pa.m. La loi de Paschen n'est valable que pour une température constante.

Il y a décharge lorsque le dénominateur tend vers 0. Cela implique que :

$$g(e^{ad} - 1) = 1 \Leftrightarrow e^{ad} = \frac{1}{g} + 1 \Leftrightarrow ad = \ln\left(\frac{1}{g} + 1\right) \tag{1.9}$$

Nous pouvons déterminer a de manière expérimentale :

$$a = P \cdot A_i \cdot \exp\left(\frac{-B_i \cdot P}{E}\right) \tag{1.10}$$

où P est la pression du gaz, A_i et B_i sont des constantes connues et i indique le type de gaz présent.

En remplaçant la valeur de a dans (1.9) on obtient :

$$\ln\left(\frac{1}{g} + 1\right) = P \cdot d \cdot A_i \cdot \exp\left(\frac{-B_i \cdot P}{E}\right) \Leftrightarrow \ln\left(\ln\left(\frac{1}{g} + 1\right)\right) = \ln(P \cdot d \cdot A_i) \cdot \frac{-B_i \cdot P}{E} \tag{1.11}$$

Dans le cas d'un champ électrique uniforme et d'un potentiel satisfaisant l'équation de

Laplace nous avons $E = V/d$ où V est la tension appliquée. Un tel potentiel signifie que les champs dus aux électrons et ions sont comparés aux champs appliqués. En substituant pour E on obtient :

$$\ln\left(\ln\left(\frac{1}{g} + 1\right)\right) = \ln(P.d.A_i) - \frac{B_i.P.d}{V} \tag{1.12}$$

En isolant V et en appelant V_d la tension de décharge et en considérant $\gamma = \gamma_j$ le coefficient d'ionisation secondaire de Townsend pour un métal j . nous avons alors l'expression de V_d en fonction du produit $(P.d)$ [15, 16] :

$$V_d = \frac{B_i.P.d}{\ln(P.d.A_i) - \ln\left(\ln\left(\frac{1}{g_j} + 1\right)\right)} \tag{1.13}$$

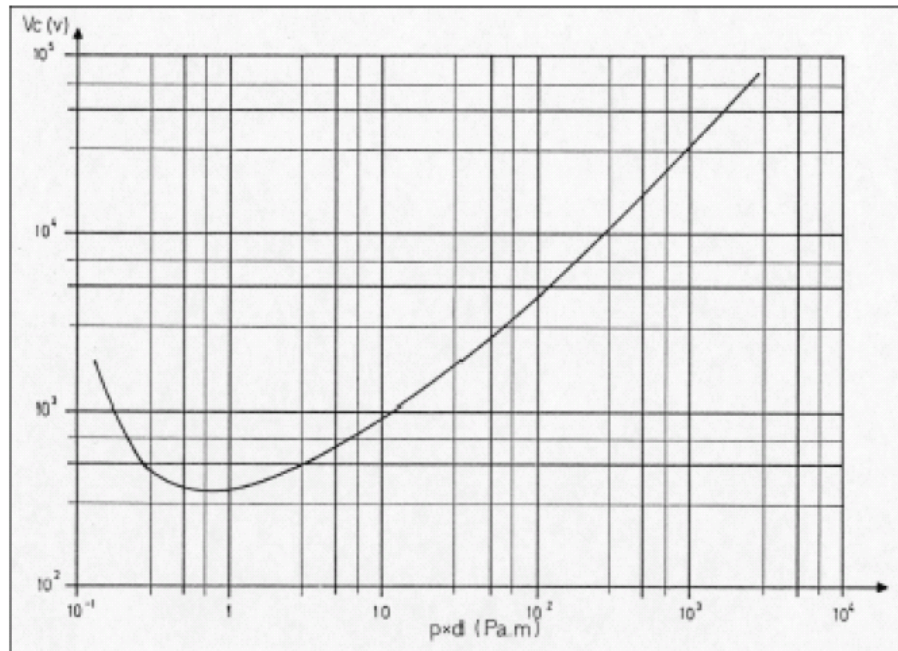


Figure 1.7 Courbe de Paschen pour l'air à 20 °C

À la pression atmosphérique au niveau de la mer, l'air est un isolant disposant d'une tension de claquage élevée. Il n'y a pas assez d'électrons libres et leur libre parcours moyen est trop faible pour qu'ils acquièrent une accélération suffisante entre deux collisions successives : leur énergie cinétique est insuffisante pour ioniser le gaz. Mais plus la pression de l'air diminue, plus le libre parcours moyen augmente. L'énergie cinétique des électrons augmente ainsi et la décharge électrique survient à des tensions faibles et évolue vers le minimum de Paschen. Si la pression continue de décroître sous ce minimum alors la tension à

fournir doit augmenter à nouveau en raison du libre parcours moyen des électrons qui devient trop grand : il n'y a plus assez d'atomes à ioniser sur leur chemin [17].

I.5 Les différents types des décharges électriques

I.5.1 Les décharges luminescentes (décharges “glow”)

Les décharges luminescentes sont le plus souvent générées à basse pression (inférieure à 10 torrs) entre deux électrodes planes avec des tensions d'alimentation d'une centaine de volts tandis que l'intensité varie de 10^{-4} à 10^{-1} ampère. Ces décharges peuvent aussi être obtenues à pression atmosphérique avec d'autres géométries de réacteur [18]. Les tensions d'alimentation sont alors beaucoup plus importantes (plusieurs kV).

Le régime de décharge luminescente, notamment utilisé dans les tubes d'éclairage (tubes néon, tubes fluorescent), est aussi employé pour le traitement de polluants comme les COV (ChloroFluoroCarbones [18], méthane[19]) ou les NOx [20]. Ces décharges sont caractérisées par un plasma homogène. A basse pression, la technique permet l'utilisation de faibles champs électriques (de l'ordre de 10 V.cm^{-1}) mais ne doit pas occulter le problème de la limitation du débit massique de gaz à traiter [6].

I.5.2 Les décharges avec barrière diélectrique (ou décharges silencieuses)

Ce type de décharges est obtenu par insertion d'un matériau à propriétés diélectriques entre les deux électrodes. L'accumulation de charges à la surface de cette barrière diélectrique entraîne une chute de potentiel entre les deux électrodes et évite le passage à l'arc (figure 2.4). L'utilisation d'une alimentation alternative est alors indispensable (de quelques Hz à quelques centaines de kHz) pour éviter que l'accumulation excessive des charges électriques à la surface du diélectrique ne neutralise la décharge. Les deux électrodes peuvent être planes (géométrie “plan-plan”) ou présenter une configuration dissymétrique (fil/cylindre).

La fonction essentielle du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes et par voie de fait le courant transitant dans le canal afin que la décharge ne devienne pas un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique. De plus, l'utilisation du diélectrique tend à favoriser une répartition uniforme des micro-décharges sur toute sa surface [3].

Il existe plusieurs configurations de *DBD* couramment utilisées [21 -23]. En effet, le terme *DBD* regroupe toutes les configurations de cellule de décharge pour lesquelles un

courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application visée, deux couches isolantes peuvent y être disposées.

Les configurations co-planaires et cylindriques typiques d'électrodes sont données en figure (1.8).

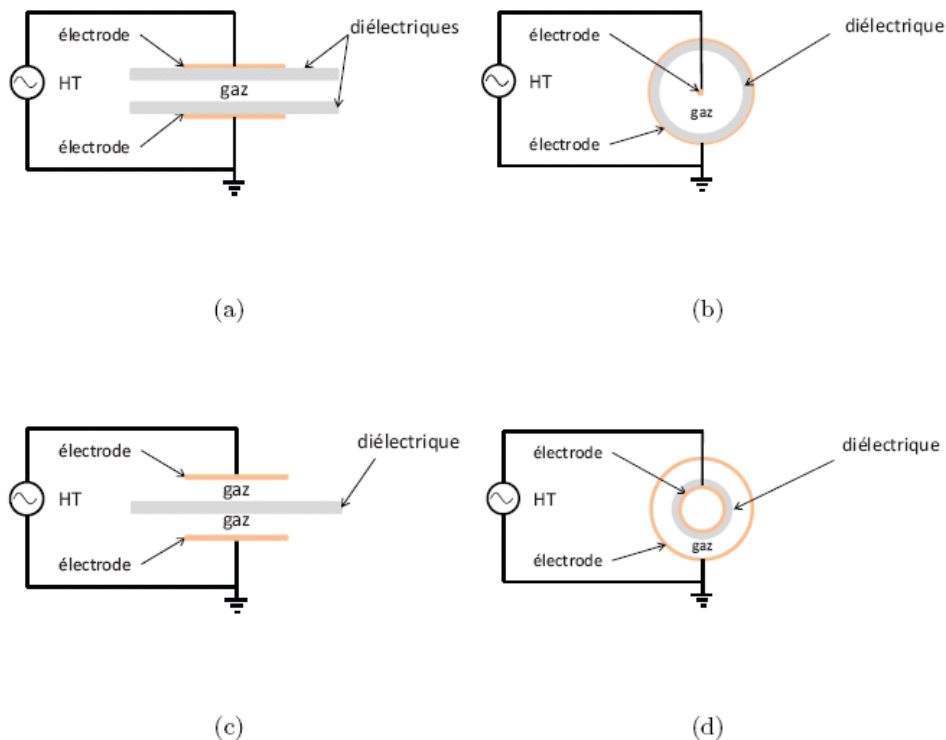


Figure 1.8 Différentes configurations de décharges contrôlées par barrières diélectriques [3]

Les configurations co-planaires sont plutôt utilisées pour les applications de traitement de surfaces tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements de gaz. L'arrangement plan-plan de la figure (1.8.a) présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, condition parfois utile de l'usage de plasma corrosif par exemple. La configuration de la figure (1.8.c) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante lorsque la barrière diélectrique constitue le matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément. Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et caoutchouc silicone.

Le régime de décharge généralement observé dans le cas des *DBD* à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Celui-ci est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro décharges. Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visibles sur la mesure du courant.

I.5.3 Les décharges couronnes

Les décharges couronnes sont des décharges électriques prédisruptives qui se développent dans l'intervalle gazeux entre deux électrodes fortement asymétriques. Parmi les configurations très variées de systèmes d'électrodes utilisés, les plus courantes sont les systèmes pointe/plan, fil- plan, nappe de fils- deux plans, fil/cylindre ou cylindre/cylindre. Du fait de la dissymétrie des configurations utilisées, le champ entre les deux électrodes est hétérogène. Les décharges couronne peuvent s'appliquer à des milieux gazeux variés à des pressions allant de quelques centaines de pascals à quelques atmosphères.

En outre, les décharges couronnes ont pour avantage d'être faciles à produire dans de bonnes conditions de stabilité et de reproductibilité. Suivant les applications envisagées, la haute tension, qui est généralement appliquée à l'électrode active, peut être pulsée, alternative ou continue de polarité positive ou négative. L'utilisation d'une alimentation pulsée permet de générer de forts courants pendant des temps très courts (typiquement 500 A pendant 100 ns) et donc d'obtenir, sans passage à l'arc, des électrons de haute énergie, adaptés au traitement de certains polluants. Les tensions de travail habituellement utilisées varient de quelques kilovolts à une trentaine de kilovolts environ tandis que les puissances dépassent rarement quelques kilowatts.

De nombreuses applications des décharges couronne ont vu le jour pour le traitement des effluents gazeux. Les géométries de réacteur permettant d'obtenir simultanément plusieurs décharges (système multi-impulsionnel) semblent les plus adaptées puisqu'elles autorisent des débits de gaz à traiter plus importants.

La décharge couronne est classiquement établie entre une électrode active et une électrode passive (électrode reliée à la terre). L'électrode active est une pointe (ou un fil de petit diamètre) à laquelle nous appliquons un haut potentiel électrique tandis que l'électrode passive est une plaque ou une grille (figure 1.9). Nous obtenons alors une décharge couronne volumique. La dissymétrie des électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter-électrodes. Dans cette configuration pointe- plaque, le champ électrique au voisinage de la pointe est intense ce qui permet l'ionisation. L'électrode passive sert alors à

collecter les charges. Par ailleurs, la décharge couronne est le siège d'une forte activité physicochimique. Selon la polarité du potentiel appliqué à la pointe nous distinguons la décharge couronne positive de la décharge couronne négative.

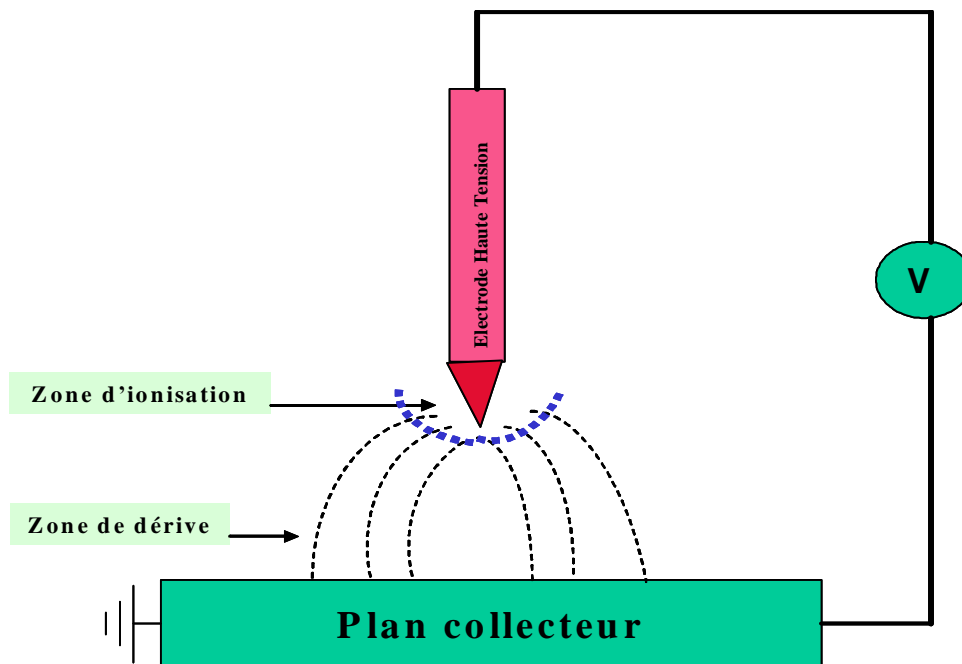


Figure 1.9 : Topographie de la décharge couronne volumique en configuration pointe – plaque [1]

En raison de la différence de rayons de courbure des électrodes, le champ électrique dans l'espace interélectrode est fortement non-uniforme, de sorte que l'ionisation de l'air et la génération de particules chargées s'effectuent seulement dans une zone proche de l'électrode de plus faible rayon de courbure. L'évolution spatio-temporelle du champ électrique au sein de l'espace interélectrode montre que cet espace peut être divisé en deux zones distinctes. Chacune d'entre elles est caractérisée par un type d'interactions prépondérant entre les particules chargées et neutres du gaz ionisé (figure 1.10).

Dans la première zone, dite "**d'ionisation**", localisée près de la pointe et assimilée à une sphère de rayon de quelques dizaines de micromètres, le champ électrique présente une amplitude et un gradient élevé ce qui favorise les processus d'ionisation. Les particules formées, en particulier les électrons qui sont plus légers et plus rapides, s'échauffent sous

l'action du champ électrique, et transfèrent de la chaleur aux molécules d'air lors des collisions. Les particules neutres de l'air diffusent alors cette quantité de chaleur sous l'effet de leur agitation thermique.

La seconde zone, dite de "**dérive**", occupe le reste de l'espace interélectrode et le champ électrique y est plus faible et relativement uniforme. Certains électrons issus des processus d'ionisation possèdent une énergie suffisamment élevée pour être éjectés de la zone d'ionisation et traverser l'espace interélectrode. En ce qui concerne les autres électrons, moins énergétiques, la création d'ions négatifs résulte de leur attachement sur les particules neutres. Le terme de "zone unipolaire" peut également être employé car les particules chargées qui circulent dans cette zone sont uniquement de polarité négative. Ces particules dérivent le long des lignes de champ électrique en direction de l'anode plane. En raison de leur inertie, ce sont majoritairement les ions négatifs qui cèdent une quantité de mouvement aux particules neutres lors des nombreuses collisions. Ce phénomène est responsable d'un écoulement global du gaz, qualifié de "vent électrique", dont la vitesse est de l'ordre de quelques mètres par seconde. La zone de dérive peut être assimilée à un volume tronconique. Cette forme en portion de cône s'approche approximativement de celle des lignes de champ électrique sur lesquelles dérivent les particules chargées responsables de l'émission acoustique.

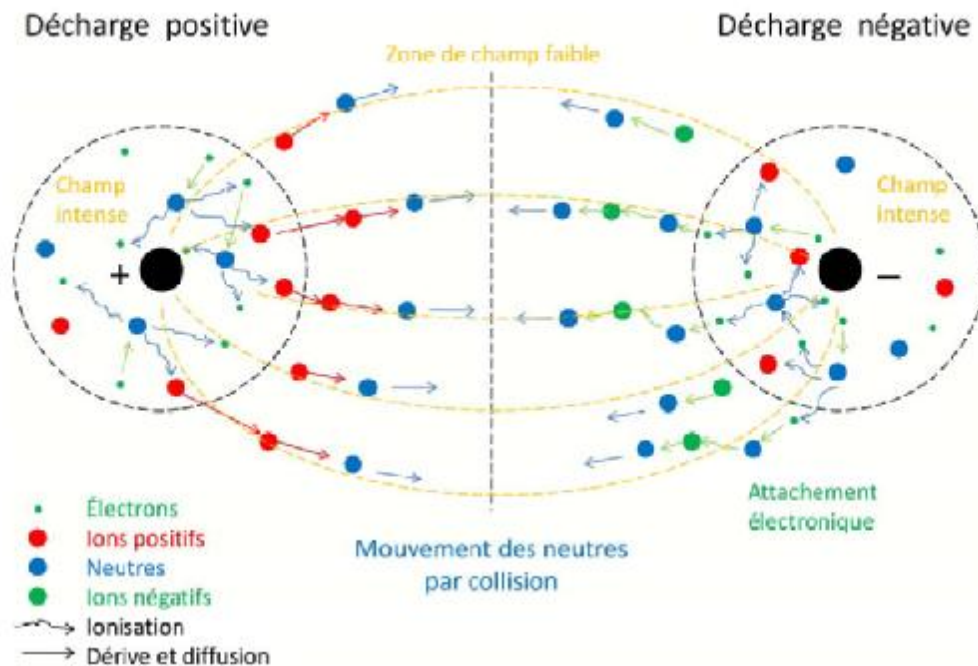


Figure 1.10 Mécanisme de la décharge couronne bipolaire [23]

Dans l'espace interélectrode, les particules chargées (électrons et ions négatifs principalement) interagissent donc avec les molécules neutres de l'air et leur imposent un mouvement (ordonné ou désordonné) par l'intermédiaire de collisions. En modulant électriquement ces interactions, soit par l'intermédiaire d'un courant alternatif qui traverse l'espace interélectrode, soit par une tension alternative appliquée entre les électrodes, il est possible de perturber l'air, et par conséquent de créer une onde acoustique. Pour une configuration géométrique d'électrodes pointe- plan, les deux zones distinctes de l'espace interélectrode précédemment définies sont respectivement associées aux deux différents types d'interactions entre particules chargées et particules neutres responsables de l'émission acoustique (transfert de chaleur et transfert de quantité de mouvement respectivement). Il est alors possible de considérer un mécanisme de transduction propre à chacune des deux régions : une source acoustique de chaleur associée à la zone d'ionisation, d'une part, et une source acoustique de force associée à la zone de dérive, d'autre part.

I.5.3.1 Décharge couronne positive

La décharge couronne positive est celle qui se produit quand la pointe est portée à un potentiel positif et la plaque à la terre. Dans ce cas, dans la zone de champ intense autour de la pointe, des électrons sont produits par photo-ionisation et sont accélérés vers l'anode (la pointe). Autour de celle-ci, se développe alors une région de forte ionisation : zone en pointillé à la figure (1.11). Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de la pointe (inférieur au millimètre) au de là 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.

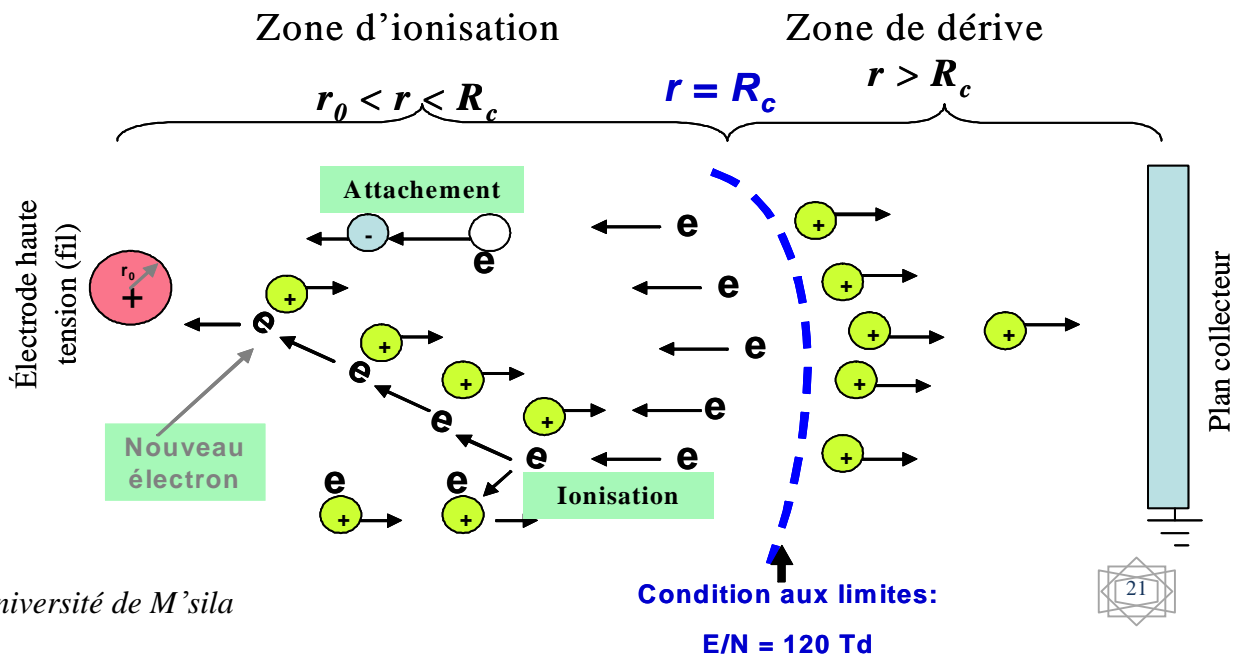


Figure 1.11 Descriptif de la décharge couronne positive [24]

Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque). Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs, est appelée région de « dérive ». Pour cette décharge, il y'a avancement de streamers, qui se propage en quelque sorte comme une extension de l'anode. D'après les modélisations de Loiseau *et al.* [25], la décharge est composée d'une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de 210 m/s) et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence de 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires.

Goldman *et al.* en 1985 [26] indique qu'un courant positif de 50 μA se décomposerait en un courant unipolaire continu de 20 μA , distribué uniformément à la surface de la cathode, et de streamers contribuant à 30 μA percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz.

I.5.3.2 Décharge couronne négative

Dans le cas où la pointe est portée à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de la pointe.

Goldman et Sigmond en 1982 [27] expliquent que les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode (figure 1.12).

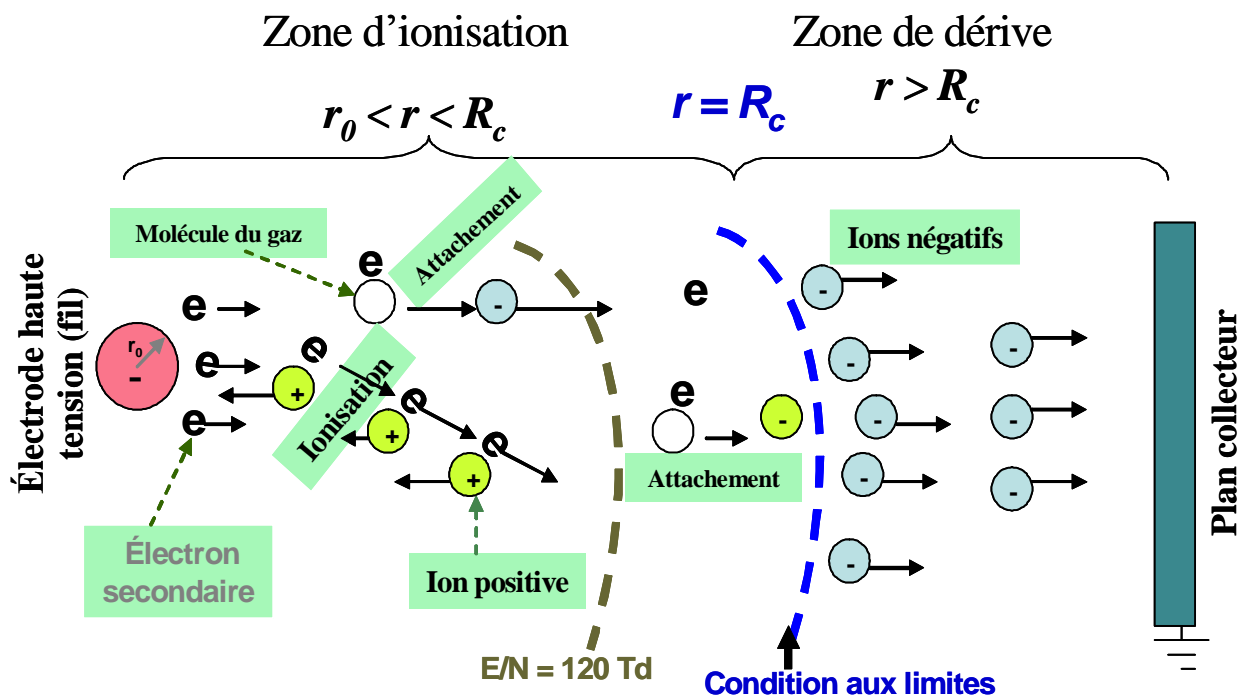


Figure 1.12 Descriptif de la décharge couronne négative [24].

Seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque. De plus, lorsque la haute tension dépasse un seuil, il y a passage à l'arc. Le courant de cette décharge est du à des impulsions de Trichel où la 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. Une fois ces ions migrés vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant, impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs à atteindre l'anode.

Les mécanismes physico-chimiques au sein des décharges couronnes sont assez complexes et sont actuellement étudiés par les physiciens des plasmas, car ils ne sont pas encore totalement connus.

I.5.3.3 Décharge couronne en régime alternatif

A la place d'un potentiel continu appliqué à la pointe, on peut également y appliquer un signal sinusoïdal à valeur moyenne nulle. Dans ce cas, les processus de la décharge soumise à une excitation alternative sont identiques à ceux décrits pour une excitation continue, dans la mesure où l'intervalle de temps entre les inversions de polarité est suffisamment long pour que toutes les charges résiduelles de l'alternance précédente soient écoulées. Ceci implique l'existence d'une fréquence f et d'une distance inter-électrodes d limites reliées par l'expression suivante [54]:

$$d_{\max} = \frac{mE}{\rho f} \Leftrightarrow f = \frac{mE}{\rho d_{\max}} \quad (1.14)$$

avec μ la mobilité des ions et E l'amplitude du champ électrique. Si l'excitation est supérieure à cette fréquence f , la charge d'espace va osciller et augmenter à chaque période entre les électrodes. Cet effet cumulatif aura pour conséquence des passages à l'arc pour des potentiels plus faible qu'en continu [7].

Si l'on applique un champ alternatif au gaz plasmagène, alors le comportement du système dépend de la distance interélectrode et de la fréquence de l'alimentation électrique. En effet, si le temps de parcours du gap par le gaz est inférieur au temps d'inversion de la polarité, alors les charges d'espace créées par une décharge auront quitté l'espace interélectrode avant l'apparition de la décharge suivante. Le comportement élémentaire du

système consistera donc en une alternance de décharges positives puis négatives indépendantes.

Si l'on augmente la fréquence du signal électrique, une charge d'espace résiduelle persistera dans l'espace interélectrode, favorisant le déclenchement de la décharge suivante. Ce phénomène peut se traduire par le maintien de la décharge avec une tension d'alimentation légèrement inférieure à la tension de claquage de la décharge. Cette accumulation de charges entraîne aussi une baisse de la tension de passage en régime d'arc.

Le courant de décharge présente trois composantes distinctes : le courant capacitif, le courant synchrone et le courant impulsionnel (figure 1.13). Le courant capacitif est observé lorsque le canal conducteur n'est pas établi. Le gaz qui se trouve dans l'espace interélectrode se comporte alors comme un condensateur (ou "capacité" d'où le nom de ce courant).

Ce courant est proportionnel à la tension appliquée avec laquelle il est déphasé de $\pi/2$: ($I_c = C.dV/dt$, où C désigne la capacité du gaz dans l'espace interélectrode). Le courant synchrone est, comme son nom l'indique, en phase avec la tension. Cette composante, continue et fluctuante, est due à l'afflux d'espèces chargées contre l'électrode lorsque le champ électrique est élevé. Elle peut représenter, suivant la tension appliquée, la moitié du courant total pendant la demi-période positive et pratiquement la totalité du courant pendant la demi-période négative.

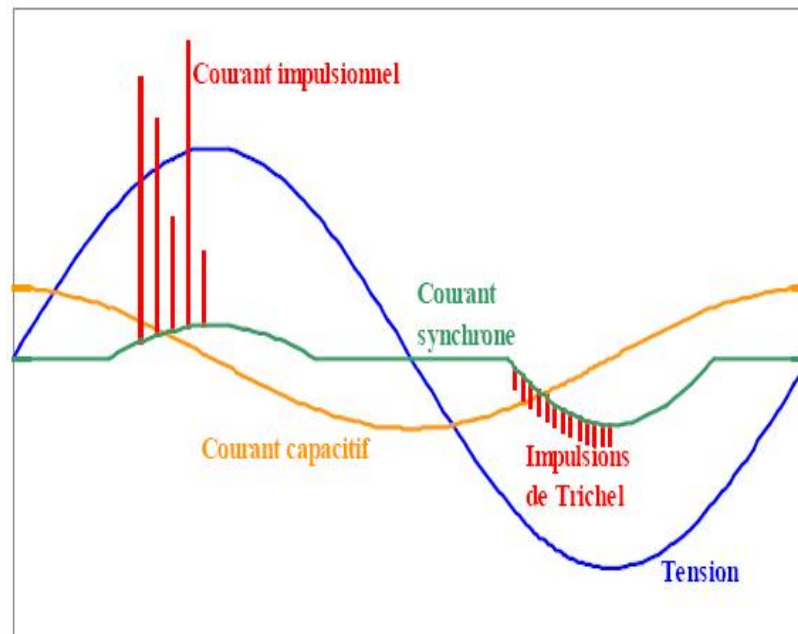


Figure 1.13 Différentes composantes du courant pour une alimentation électrique alternative en géométrie pointe-plan à pression atmosphérique [6]

Nous pouvons aussi utiliser des décharges couronnes pulsées. Elles consistent à appliquer des pics de forte tension mais pendant un très court instant ($< 1 \mu\text{s}$) pour limiter le passage à l'arc. Dans ce cas, la valeur moyenne de la tension n'est pas nulle.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les phénomènes liés aux décharges électriques. L'étude de ces décharges dans des intervalles d'air présente un intérêt de point de vue technologique. Cette étude des mécanismes de la décharge électrique a montré que le phénomène était d'une très grande complexité. Malgré les grandes avancées effectuées dans les applications, beaucoup de processus physiques fondamentaux sont toujours sujets à des investigations. Les mécanismes de développement de l'avalanche électronique et de propagation des décharges ont été décrits. Les électrons accélérés par le champ électrique entrent en collision avec les molécules neutres présentes dans l'espace interélectrodes et conduisent à l'excitation et à l'ionisation du gaz.



Chapitre II
Les propriétés des
plasmas

II.1 Introduction

Le mot « plasma » y est pris dans son sens large de gaz ionisé. Il est en effet utile de décrire à la fois la physique des « vrais » plasmas (gaz totalement ionisés), dont les principales applications sont en astrophysique et dans la fusion thermonucléaire, et celle des gaz faiblement ionisés dont les applications technologiques n'ont cessé de se diversifier depuis les premières études de décharges dans les gaz. En fait les deux domaines sont étroitement liés, tant du point de vue des concepts que des techniques expérimentales. Ils présentent d'ailleurs de nombreuses (et intéressantes) difficultés didactiques que nous avons essayé de surmonter dans ce deuxième chapitre

Le terme de plasma a été introduit pour la première fois en 1923 par les physiciens américains Irving Langmuir et Levi Tonks. Il servait à désigner dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par la suite, ce terme a surtout été utilisé en astrophysique pour rendre compte d'un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées (électrons et ions positifs) en proportions telles que le milieu soit globalement neutre.

Les plasmas se confondent donc avec les gaz complètement ionisés et constituent le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états classiques: solide, liquide et gaz. Quoique naturellement peu présents dans notre environnement direct, ils représentent néanmoins 99% de l'univers [1, 29].

II.2 Principe de génération d'un Plasma

En chauffant un solide, il va normalement fondre et se transformer du coup en liquide. Si nous continuons à chauffer ce même liquide, nous obtiendrons un gaz. Mais que se passe-t-il si nous continuons à lui fournir de l'énergie, suffisamment d'énergie pour que l'énergie d'agitation thermique des électrons soit comparable à leur énergie d'ionisation? Nous obtenons ce qu'on appelle un plasma, c'est-à-dire un quatrième état de la matière caractérisé par une collection de particules chargées, localisées dans l'espace.

Dans la majorité des cas, la densité de charges positives est à peu près égale à la densité de charges négatives. Il existe toutefois certains types de plasma dits non-neutres composés presque exclusivement d'électrons ou d'ions (par exemple les faisceaux d'électrons qui démontrent les propriétés collectives d'un plasma). Les charges positives sont généralement des ions, des atomes ou des molécules qui présentent une charge positive par induction ou par superposition. Les charges négatives, quant à elles, sont généralement des électrons, mais

dans certains milieux et avec des espèces électronégatives, on peut avoir la formation d'ions négatifs

L'énergie nécessaire à la formation d'un plasma peut avoir différentes sources (figure 2.1). On trouve des plasmas dans la nature, par exemple sur le soleil aussi bien que dans des éclairs et des flammes mais aussi dans des phénomènes atmosphériques tel que les "aurores boréales". La génération d'un plasma par l'homme fait appel à trois éléments principaux :

- ü Une source de puissance électrique ;
- ü Un couplage assurant le passage de la puissance électrique à la décharge ;
- ü Une décharge ionisant le gaz.

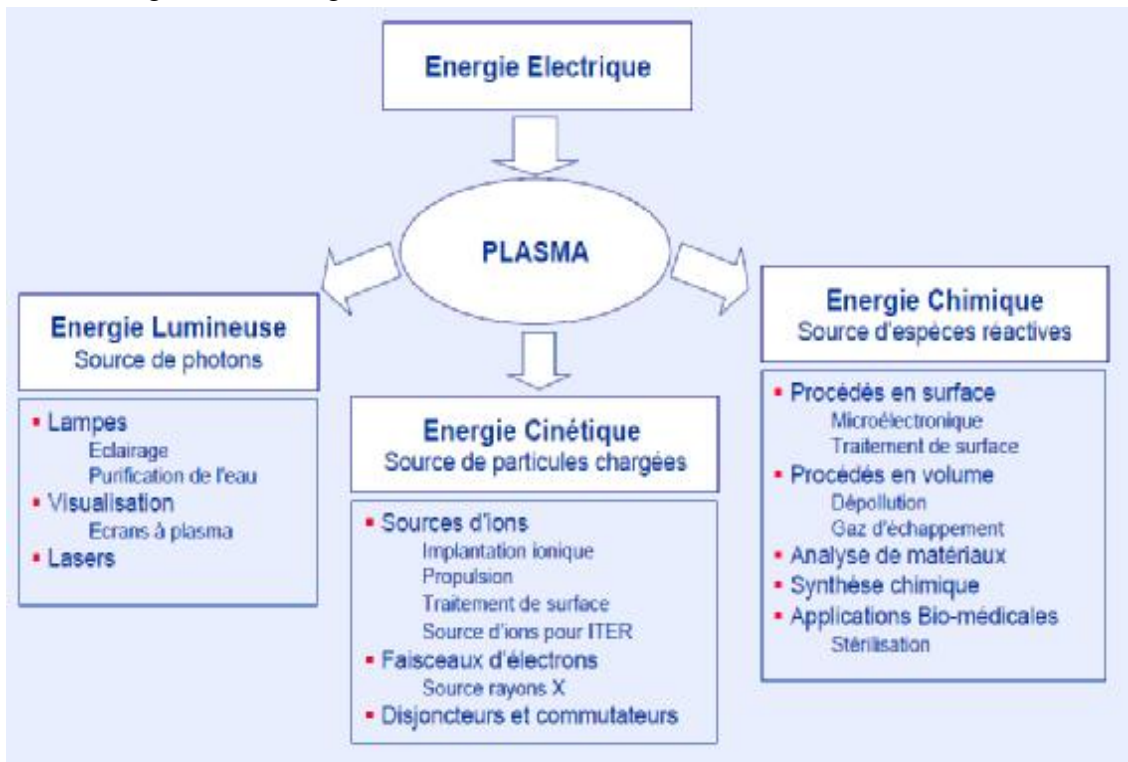


Figure 2.1 Les domaines d'utilisation des plasmas

Le gaz à ioniser est injecté dans une enceinte confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Le plasma est ensuite généré par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En effet, dû à leur faible masse, les électrons libres récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz, leur excitation et ionisation est donc l'entretien du plasma.

Le gaz que nous désirons ioniser, est injecté dans une enceinte confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Le plasma est ensuite généré par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En

effet, du fait de leur faible masse, les électrons libres récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz, leur excitation et ionisation et donc l'entretien du plasma.

On distingue plusieurs types de décharges électriques :

1. Les décharges électriques en courant continu (DC) qui consistent à appliquer un champ électrique intense entre deux électrodes placées dans l'enceinte (fig. 2.2).
2. Les décharges sans électrodes produites par un champ électromagnétique variable de type basses fréquences, radiofréquences ou microondes (fig. 2.3).

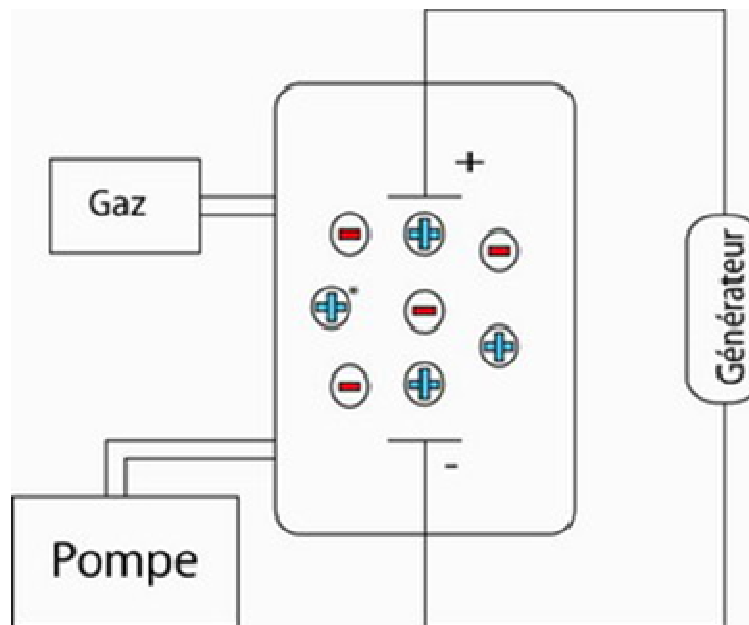


Figure 2.2 Décharge électrique DC.

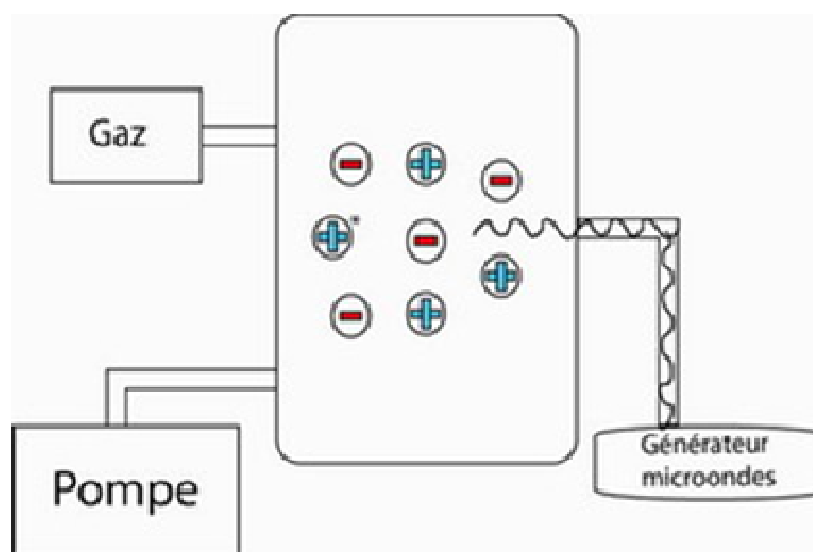


Figure 2.3 Décharge électrique par onde électromagnétique.

II.3 Différents types de plasmas

Il y a plusieurs types de plasmas, qu'ils soient "naturels" ou "artificiels". Des exemples de plasmas "naturels" sont le soleil, les aurores boréales, les flammes et la foudre (figure 2.4). Pour la foudre, ce n'est qu'expérimentalement que nous avons démontré qu'elle est, en fait, un important transfert de charges entre les nuages et le sol. Pour ce qui est des flammes, il est intéressant de noter qu'elles sont influencées par des objets chargés, ce qui a aussi été prouvé expérimentalement.

Le mouvement des particules chargées peut être dominé par deux types de collisions, soit par des collisions avec d'autres particules chargées, si le plasma est fortement ionisé, ou par des collisions avec des particules neutres, si c'est un plasma faiblement ionisé. En général, les plasmas sont de bons conducteurs d'électricité grâce à leur forte densité d'électrons libres.

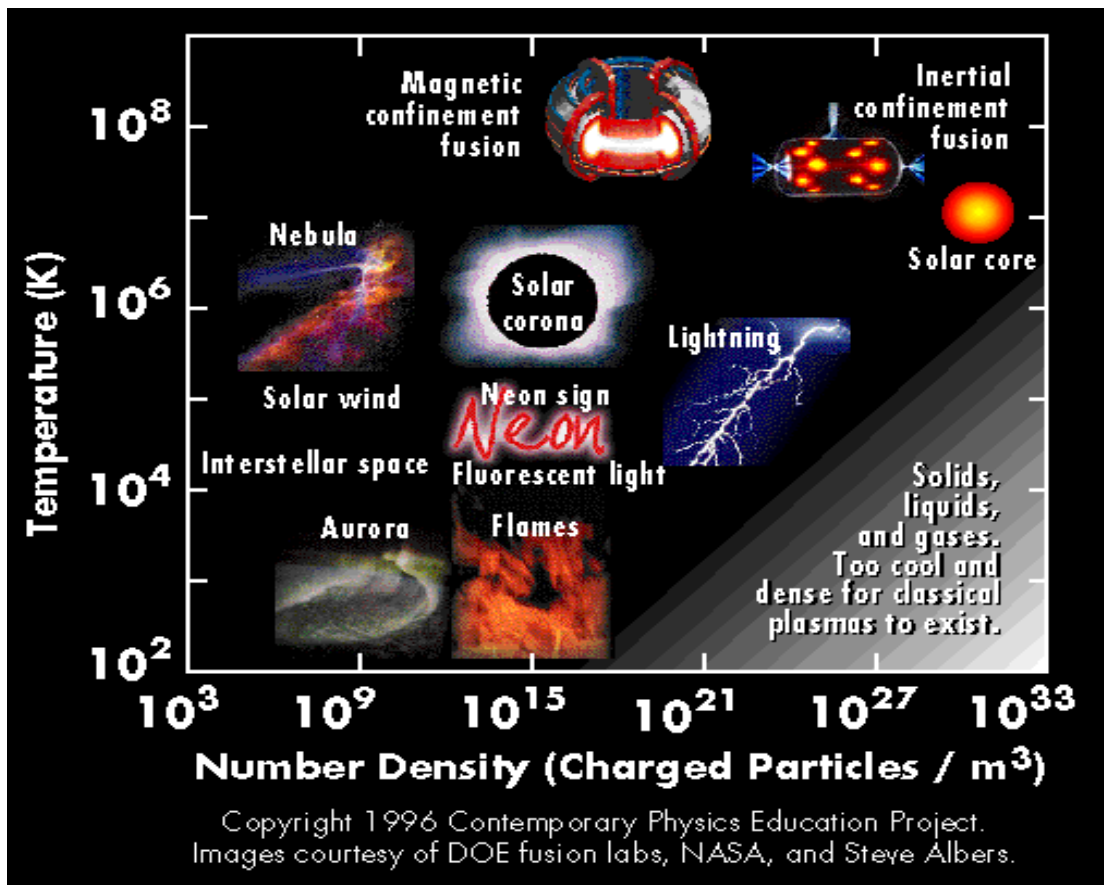


Figure 2.4 Classification des plasmas

Nous pouvons aussi séparer les plasmas selon qu'ils sont considérés chauds ou froids (figure 2.5). Ce qui caractérise un plasma froid est que les électrons sont chauds et les ions froids. Au contraire, pour parler d'un plasma chaud, les ions/atomes sont chauds même si la température électronique est plus faible que pour un plasma froid.

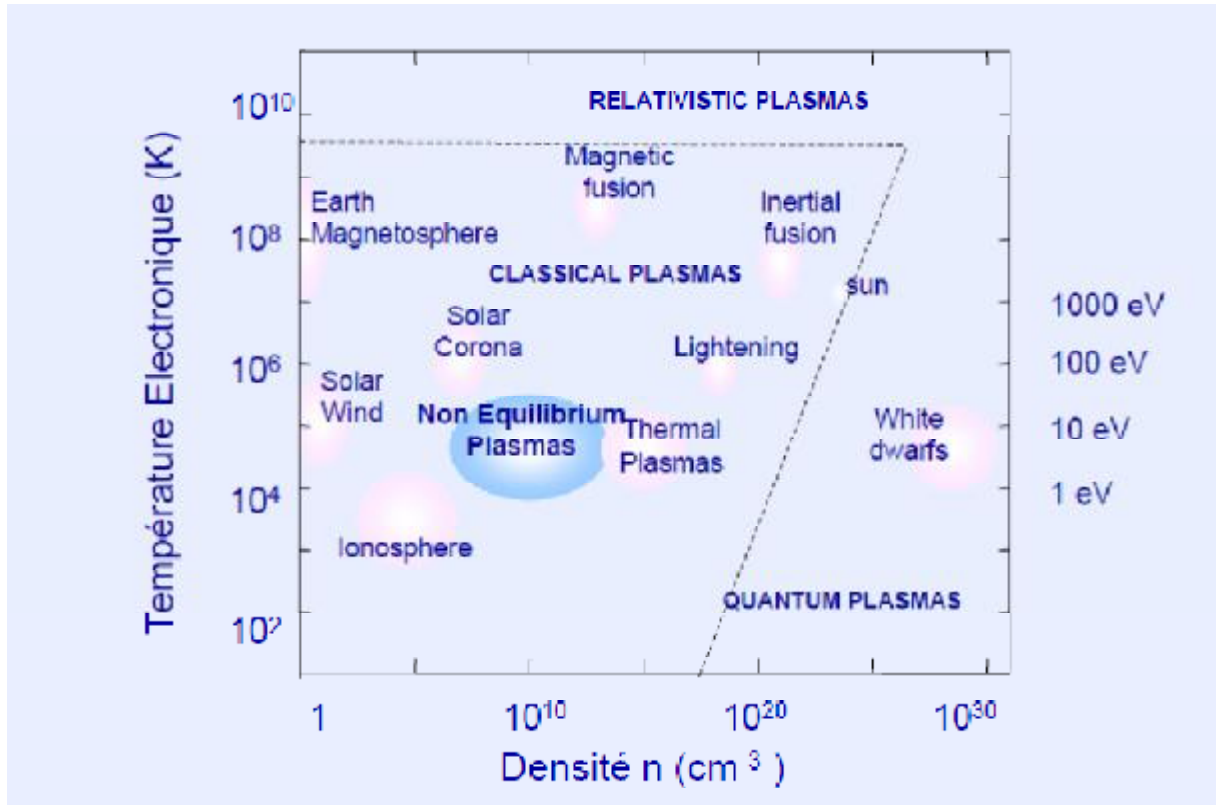


Figure 2.5 Diagramme Densité – Température des plasmas.

II.4 Paramètres définissant un plasma

Il existe plusieurs paramètres caractérisant le plasma notamment : les températures électronique et ionique, la pression, taux d'ionisation, les fréquences, le libre parcours moyen, la longueur de Debye et la densité des particules chargées.

II.4.1 Le degré d'ionisation

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

$$a = \frac{n_0}{n_0 + n} \tag{2.1}$$

où n_0 est la densité des électrons (ion positifs) et n est la densité des espèces neutres.

Si $\alpha < 10^{-4}$, alors le plasma sera dit «faiblement» ionisé et si $\alpha > 10^{-4}$, alors il est dit «fortement» ionisé.

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

Parmi tous les gaz ionisés, nous distinguons trois familles:

- ü Les gaz faiblement ionisés dans lesquels quelques ions et électrons se déplacent au milieu d'une mer de molécules neutres; ce sont les collisions entre un électron et une molécule qui déterminent la dynamique des particules chargées.
- ü Les gaz fortement ionisés sans interactions entre particules; ce sont les plasmas suffisamment dilués dans lesquels les particules chargées suivent sans aucune collision une trajectoire essentiellement déterminée par les champs électromagnétiques d'origine extérieure.
- ü Les gaz fortement ionisés avec interactions entre particules. On démontre alors qu'un électron particulier peut être considéré comme en interaction avec un grand nombre d'autres particules chargées. Ce sont ces interactions coulombiennes dites collectives qui déterminent essentiellement la dynamique du plasma.

II.4.2 Température

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors équilibre thermodynamique. Les énergies des électrons, ions et molécules excitées étant différentes, 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 :

$$E_c = \frac{1}{2} mV^2 = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.2)$$

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

On définit ainsi trois températures :

T_e : pour les électrons ;

T_i : pour les ions ;

T_n : pour les espèces neutres.

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

II.4.3 Pression

Les plasmas gazeux peuvent fonctionner à basse pression ou à haute pression, et sont généralement produits par des sources électriques d'une forme ou d'une autre. Ces champs électriques donnent principalement leur énergie aux électrons, qui vont "s'échauffer"; leur énergie est ensuite transférée aux ions et aux autres particules lourdes par collision. À basse pression, la densité du plasma est généralement basse, et donc le taux de collision est faible. Même si le taux de collision est suffisant pour maintenir une distribution thermique entre les électrons, ils seront dits découplés des particules lourdes. Ceci dépend toutefois du taux de transfert d'énergie par collision et du "temps de confinement" des particules. Si les électrons et les ions sont bien confinés (p.ex. dans une machine à fusion), on peut avoir que $T_i = T_e$. Sans un tel confinement, on a normalement $T_i \ll T_e$ à basse pression, tandis que $T_i = T_e$ à haute pression.

La description des plasmas s'inspire de la physique des gaz et de la mécanique des fluides, et utilise des grandeurs macroscopiques. La figure suivante représente l'effet de la pression sur un type de plasma [31].

On remarque, à basses pressions (figure 2.6) le plasma est caractérisé par deux températures cinétiques, celle des électrons T_e et celle du gaz T_g (particules lourdes), c'est le cas des plasmas froids (hors ETL). Cette absence d'équilibre permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du gaz peut être voisine de l'ambiante alors que les électrons sont suffisamment énergétiques pour entraîner la rupture des liaisons moléculaires. Cette propriété rend ce type de décharge parfaitement adaptée aux réactions chimiques entre matériaux très sensibles aux effets de température (les composés organiques par exemple).

À haute pression le plasma (voisine ou supérieure à la pression atmosphérique) présente une température de l'espèce lourde (ions, atomes, molécules) voisine de la température des électrons ($T_e = T_g$). D'une manière générale, le niveau de déséquilibre dépend fortement non seulement de la pression mais aussi de l'énergie transférée au plasma et de la densité volumique des espèces.

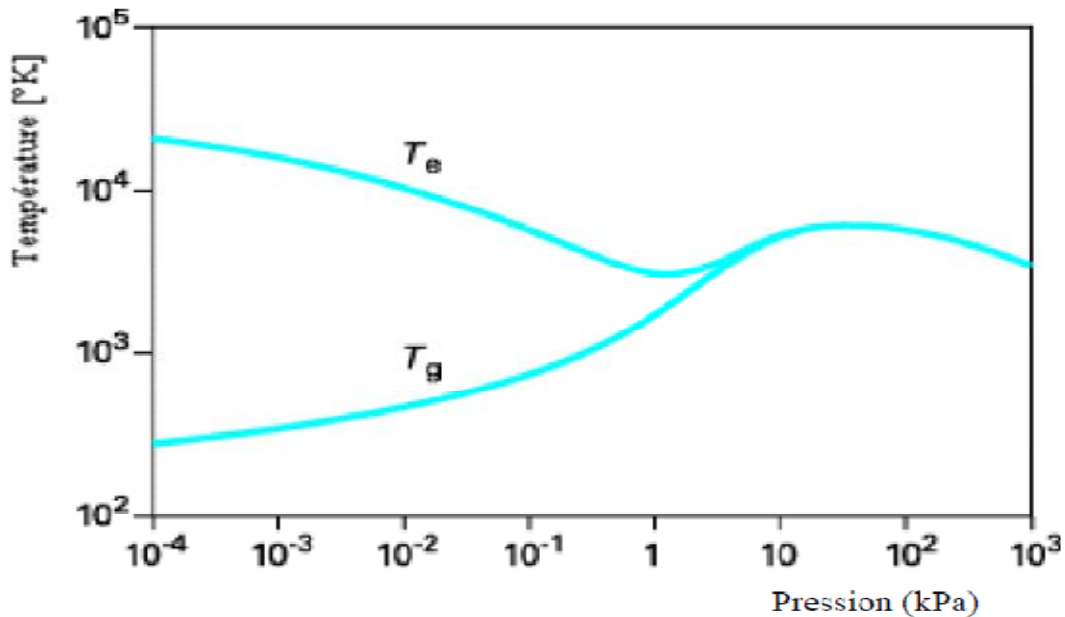


Figure 2.6 Évolution des températures des électrons T_e et des particules lourdes T_g avec la pression dans un plasma thermique d'arc

II.4.4 Densité

La densité n est définie comme le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions, neutres). La neutralité du plasma implique $n_e = n_p$, en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle.

Les plasmas sont généralement caractérisés par leur densité et leur température. Le produit nT , densité-température, dépend de la puissance injectée et du confinement.

On note une très grande variation de la densité (20 ordres de grandeur) et de la température (6 ordres de grandeur) entre les diverses sources plasma.

Les plasmas émettent de la lumière, et ce rayonnement est sous forme de raies (ou bandes) et d'un continuum. Les raies sont caractéristiques des atomes, molécules et ions dans les plasmas, et par spectroscopie on peut identifier les espèces constituant le plasma.

II.4.5 Les fréquences dans un plasma

Si, dans un plasma initialement neutre, on produit une perturbation locale sous la forme d'un excès de charge électrique positive ou négative, celui-ci va tendre à revenir vers l'état d'équilibre de neutralité. Cependant; on peut voir facilement que la perturbation initiale engendre en général une oscillation pendulaire non amortie du plasma autour de son état d'équilibre. Cela produit un champ électrique tendant à créer un mouvement des électrons vers l'intérieur de l'atome. Dans de mouvement ceux-ci acquerront une certaine énergie cinétique et ils pourront dépasser la position d'équilibre. À cause de ce défaut d'électrons dans la zone où les électrons étaient avant du mouvement, il y aura apparition d'un autre champ électrique tendant à les ramener vers une position d'équilibre. Dans ces oscillations, les ions beaucoup plus lourds que les électrons restent pratiquement immobiles, dont l'agitation thermique et les collisions entre particules jouent un rôle négligeable et cela nous permet de calculer la fréquence du plasma. La fréquence du plasma est une fréquence fondamentale qui intervient à tout instant dans la physique des plasmas.

Le comportement des ions et des électrons dans un plasma dépend de la fréquence excitatrice appliquée par le générateur. On définit une fréquence d'oscillation plasma électronique f_{pe} ou ionique f_{pi} comme la fréquence à laquelle oscille un électron (respectivement un ion) autour de sa position d'équilibre lorsqu'il est soumis à une perturbation (un champ électrique ou magnétique).

On distingue plusieurs types des décharges électriques selon les techniques de leur génération, la décharge plasma la plus répandue est celle d'une radiation incidente de champ électrique. Selon la fréquence du courant appliquée continue ou alternative (50 Hz, à audio (kHz), à radiofréquence (MHz) et micro-onde (GHz)), il ya plusieurs types de décharges dans le plasma. Essentiellement nous avons [30]:

- | Les décharges électriques en courant continu (DC) qui consistent à appliquer un champ électrique intense entre deux électrodes placées dans l'enceinte. La décharge est un arc électrique pour lequel le couplage est résistif. Il est assuré par le gaz lui-même en contact avec les deux électrodes.
- | Les décharges sans électrodes produites par un champ électromagnétique variable de type basse fréquence où haute fréquence.

Si la décharge alimentée en continu ou bien en radiofréquences est accompagnée d'un champ magnétique, on a une décharge de type magnétron. La présence d'un champ magnétique intense dans un champ électromagnétique « micro-onde » conduit à un processus d'excitation du plasma à la résonance cyclotronique - électronique (ECR). Le type de décharge est choisi en fonction du type d'application ou d'étude qu'on veut réaliser.

Le fonctionnement des décharges en mode alternatif ne se résume pas simplement à la succession de décharges continues instantanées. Tout dépend de la valeur de la fréquence f , ou pulsation ($\omega = 2\pi f$), par rapport aux deux pulsations propres du plasma ($\omega_{pi} = 2\pi f_{pi}$) dont l'inverse donne le temps caractéristique de réponse des ions ($\omega_{pe} = 2\pi f_{pe}$), dont l'inverse donne le temps caractéristique de réponse des électrons données par :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e \cdot e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_i \cdot e^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

où n_e, n_i sont les nombres particules électron et ions par unité de volume respectivement, m_e et m_i la masse d'électron et d'ion successivement.

II.4.6 Ondes dans les plasmas

D'une façon très simplifiée, il est important de remarquer ce qu'il se passe dans le plasma lorsqu'il est traversé par une onde. Les ondes qui se propagent dans les plasmas peuvent être de plusieurs types: des ondes transversales analogues aux ondes électromagnétiques usuelles, des ondes longitudinales analogues aux ondes acoustiques. On va envisager plusieurs cas dans le but de connaître la différente façon d'agir du plasma:

- | Plasma sans champ magnétique: si le champ magnétique est nul, les propriétés de propagation sont les mêmes dans toutes les directions. L'équation de dispersion ne dépend que du module de k (vecteur d'onde) et non de son orientation. Les ondes transversales sont à polarisation rectiligne (pour le cas des OEM les vecteurs champs magnétique et électrique se trouvent dans le plan d'onde, qui est perpendiculaire au vecteur d'onde et gardent une direction de vibration constante). Toutes les directions de

polarisation perpendiculaires à k sont autorisées. La vitesse de phase de l'onde est supérieure à la célérité. Les OEM qui peuvent se propager dans le plasma, sont limités à la bande $f >$ fréquence fondamentale du plasma.

| Propagation parallèle à un champ magnétique: Dans ce cas des ondes longitudinales ne sont que peu affectées par la présence de ce champ magnétique. En revanche les ondes transversales sont profondément modifiées et le plasma devient biréfringent; le champ magnétique lui confère un caractère anisotrope, i.e. la propagation d'une grandeur attachée à l'onde a des propriétés de vibration différentes selon qu'elle suit une direction ou une autre dans le plasma.

II.4.7 Longueur de Landau : longueur critique d'interaction binaire

On appelle longueur de Landau la longueur r_L définie par la relation :

$$r_L = \frac{e^2}{4\pi_0 kT} \quad (2.5)$$

$$\text{où } kT = \frac{e^2}{4\pi_0 r_0} \quad (2.6)$$

Notons que r_0 est la distance à laquelle il faut que deux électrons s'approchent pour que leur énergie potentielle d'interaction binaire soit du même ordre de grandeur que leur énergie cinétique d'agitation thermique.

La longueur de Landau intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et dans celle des corrélations de position dans un plasma.

II.4.8 Longueur de Debye

II.4.8.1 Longueur de Debye électronique :

Elle traduit l'équilibre entre la force électrostatique et la force de pression électronique lorsque le champ électrique est entièrement dû aux fluctuations de densité électronique (mêmes conditions que pour la définition de la fréquence plasma). Son expression est :

$$l_{De} = \frac{V_{the}}{w_{pe}} = \sqrt{\frac{e_0 k_B T}{n_{e0} \cdot e^2}} \quad (2.7)$$

Pour les échelles plus longues, c'est la force électrique qui définit le mouvement (comme dans le cas de l'oscillation de plasma que l'on vient de voir). Pour les échelles plus courtes, ce sont au contraire les gradients de pression qui dominent. Aux fréquences basses, il faut bien sûr prendre aussi en compte les ions comme source du champ.

La longueur de Debye est importante en particulier pour le modèle dit de "particules habillées" qui consiste à représenter le plasma comme un ensemble d'ions particulières, chacun étant entouré par un nuage sphérique d'électrons chauds en équilibre électrostatique. Ce nuage électronique est naturellement de rayon λ_{De} puisque c'est l'échelle caractéristique de ce type d'équilibres comme on vient de le voir. Ce modèle heuristique ne correspond évidemment pas à la réalité microscopique puisque les électrons, de façon individuelle, ne sont jamais "attachés" à un ion particulier ; mais il est vrai néanmoins qu'un tel ensemble se comporte de façon macroscopique très semblable au véritable plasma et que cela permet de mener quelques calculs exacts de façon plus simple. De plus, ce modèle a des vertus pédagogiques : il permet de faire ressentir que la portée effective des interactions électrostatiques est limitée par la longueur de Debye : on peut dire qu'il y a un "écranage" sur cette échelle du champ de chaque ion individuel qui est dû à la perturbation collective subie par l'ensemble des électrons qui passent dans le voisinage.

II.3.8.2 Longueur de Debye ionique:

Même définition que la longueur de Debye électronique avec la température des ions. Pour des températures égales, les longueurs de Debye électronique et ionique sont égales entre elles (la masse n'intervient pas) :

$$l_{Di} = \sqrt{\frac{e_0 k_B T_i}{n_{io} \cdot e^2}} \quad (2.8)$$

Cette échelle a des conséquences moins fondamentales pour la modélisation que son équivalent électronique.

II.4.9 Le libre parcours moyen

En physique et dans la théorie cinétique des gaz, le libre parcours moyen d'une particule est la distance moyenne que parcourt une particule entre deux collisions.

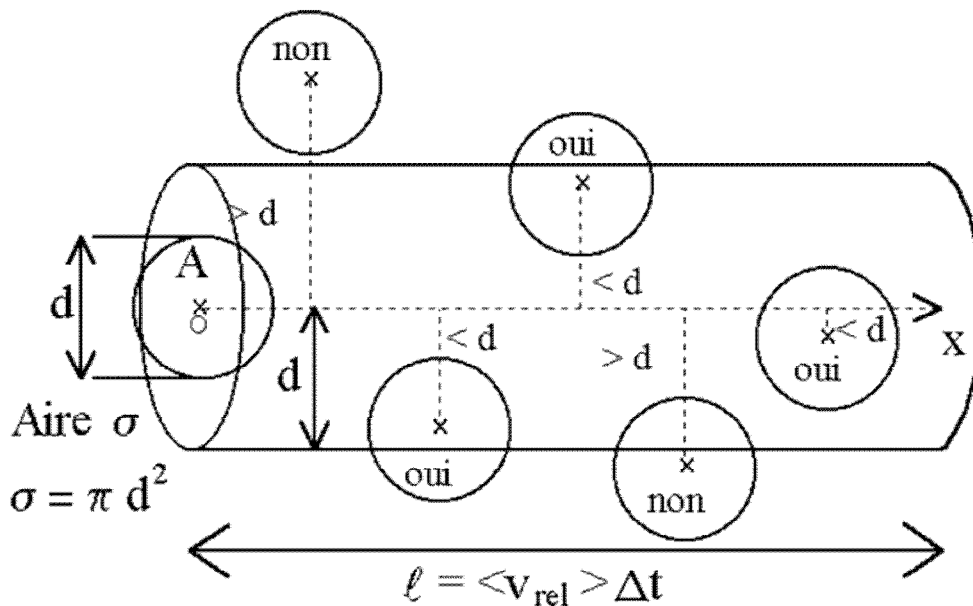
Les calculs théoriques du parcours moyen sont complexes et dépendent du cas étudié. Pour une particule se déplaçant à relative haute vitesse dans un milieu de particules identiques situées aléatoirement, on a :

$$l_{lpm} = \frac{1}{nS} \quad (2.9)$$

Où : λ_{pm} est le libre parcours moyen, n la concentration des particules et σ la section efficace pour la collision. Si en revanche la distribution des vitesses dans le milieu est maxwellienne, alors :

$$I_{pm} = \frac{1}{nS\sqrt{2}} \tag{2.10}$$

La théorie cinétique des fluides permet d'accéder à la fréquence des collisions (nombre de chocs par unité de temps : $Z = dN_c/dt$) et donc au libre parcours moyen $I_{pm} = \langle v \rangle / Z$ (vitesse moyenne rapportée au nombre de collisions) des particules de matière soumises à l'agitation thermique et donc au mouvement brownien. Le libre parcours moyen L se définit comme la distance parcourue par une particule entre deux chocs successifs. Pour l'évaluer, on fait appel à la notion de cylindre de collision (figure 2.8).



2.7 Approche physique du libre parcours moyen

Pour l'air à une pression de 1atm, le libre parcours moyen d'une molécule est d'environ 70nm (environ 200 fois le diamètre d'une molécule). Cela signifie qu'une de ces molécules parcourt en moyenne 70nm entre 2 collisions.

Voici quelques valeurs du libre parcours moyen pour l'air, à différentes pressions (tableau 2.1) :

	Pression en hPa	Molécules / cm ³	Libre parcours moyen
Pression ambiante	1013	2.7*10 ¹⁹ ..	68 nm
Vide relatif	300..1	10 ¹⁹ ..10 ¹⁶	0.1..100 μm
Vide	1..10 ⁻³	10 ¹⁶ ..10 ¹³	0.1..100 mm
Vide poussé	10 ⁻³ ..10 ⁻⁷	10 ¹³ ..10 ⁹	10 cm..1 km
Vide très poussé	10 ⁻⁷ ..10 ⁻¹²	10 ⁹ ..10 ⁴	1 km..10 ⁵ km
Vide extrême	<10 ⁻¹²	<10 ⁴	>10 ⁵ km

Tableau 2.1 : valeurs du libre parcours moyen en fonction de la pression [32].

Si q_i est l'intervalle de temps entre les deux chocs i et $(i+1)$, on peut exprimer l'intervalle de temps moyen τ entre deux chocs par:

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_i \quad (2.11)$$

On peut aussi déterminer le nombre de chocs que subit une molécule quand elle parcourt l'unité de longueur :

$$n_l = \frac{1}{l_{pm}} \quad (2.12)$$

On peut évaluer aussi, le nombre de chocs que subit une molécule par unité de temps :

$$n_t = \frac{1}{t} \quad (2.13)$$

II.4.10 Vitesses des molécules

Par définition, à l'échelle microscopique, la vitesse moyenne d'une molécule s'obtient en calculant le quotient de son libre parcours moyen k par le temps moyen entre deux chocs. On l'exprime aussi par la relation :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8.k_B.T}{p \times m}} \quad (2.14)$$

où T représente la température en Kelvin (K) ; k_B est la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J. K⁻¹), c'est -à- dire la constante des gaz parfaits R ($8,31$ SI) divisée par le nombre d'Avogadro N ($6,02 \times 10^{23}$ mol⁻¹) et m représente la masse de la molécule.

À l'échelle macroscopique, on considère un très grand nombre de molécules d'un gaz. Le chaos moléculaire fait qu'à un instant de date t , on trouve toujours une molécule dont le vecteur vitesse est opposé à celui d'une autre molécule du groupe. En conséquence, on peut dire que le vecteur vitesse de l'ensemble du groupe est le vecteur nul (le gaz n'a pas de vitesse d'ensemble, il ne se déplace pas) et la vitesse moyenne de l'ensemble est donc nulle.

II.4.11 Les collisions

Au laboratoire, l'ionisation du gaz peut s'obtenir par l'injection des électrons, par l'intermédiaire d'une décharge électrique, raison pour laquelle ces plasmas sont appelés « plasmas de décharge ». Cette décharge électrique provoque des collisions, entre les électrons émis depuis la cathode vers l'anode et les espèces du gaz. Ces collisions génèrent des espèces nouvelles dans le gaz, lesquelles à leur tour, peuvent produire des changements temporaires ou définitifs, dans la structure du gaz ou d'un autre matériau exposé à la décharge.

Le tableau 2.2 présente les collisions produites par des électrons (les plus communes), dans une décharge électrique (A et B sont deux atomes du gaz). Nous allons tout d'abord préciser les différentes particules qui peuvent exister dans le plasma. Au sein de la décharge, les espèces présentes sont nombreuses et peuvent avoir des natures très variées.

On distingue six principaux éléments :

- Les photons : notés $h\nu$, ce sont des « paquets » d'énergie qui circulent dans la décharge.
- Les électrons : notés e , ils sont chargés négativement et possèdent des énergies cinétiques très élevées grâce au champ électrique.
- Les atomes neutres à l'état fondamental : notés A , plus lourds que les électrons, ils ont une vitesse initiale que l'on peut considérer comme nulle par rapport à celle des électrons.
- Les atomes neutres à l'état excité : notés A^* , en effet, les atomes ont une structure interne, ils peuvent ainsi avoir des états d'énergie différents, on parle alors d'atome à l'état excité. L'ordre de grandeur de la durée de vie de ces niveaux est de l'ordre 10^{-8} s à 10^{-10} s. Parmi ces états, on peut en particulier noter l'existence d'états ayant des durées de vie très longues : les états

métastables qui jouent un rôle important dans les décharges gaz rare en basse pression.

- Les ions positifs : A^+ , A^{2+} , A_2^+ , ce sont respectivement les atomes simplement ionisés (perte d'un électron sur la couche externe), doublement ionisés (perte de deux électrons) et les ions moléculaires qui jouent un rôle important dans les plasmas composés de gaz rares.
- Les ions négatifs : notés A^- , ce sont des ions qui ont gagné un ou plusieurs électrons. Dans le cas des gaz rares, ces ions ne figurent pas dans le bilan des espèces.

Nom de la collision électronique	Réaction
Ionisation	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$
Excitation	$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$
Ionisation « Penning »	$e + A^* \rightarrow 2e + A^+$
Collision élastique	$e + A \rightarrow e + A$
Dissociation	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Ionisation dissociative	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$
Attachement dissociatif	$e + AB \rightarrow A^- + B$
Recombinaison	$e + A^+ + B \rightarrow A + B$

Tableau 2.2 : Collisions induites par un électron dans un plasma de décharge [32].

II.5 Conclusion

Un plasma ressemble à première vue à un gaz, mais le fait que les particules de ce gaz soient ionisées change en fait radicalement la physique qui gouverne la dynamique de ces particules. D'une part les particules chargées ont un mouvement qui est déterminé par les champs électromagnétiques, et d'autre part les champs sont créés par les densités de charge et de courant dus à ces particules. Un plasma est un gaz ionisé (c'est-à-dire dont les atomes ont perdu un ou plusieurs électrons devenant ainsi des ions). Cette ionisation peut être obtenue en soumettant le gaz à un fort chauffage ou à un fort champ électrique.

Les plasmas peuvent être classés en fonction de leur densité, leur température et leur degré d'ionisation. Un plasma froid est obtenu par exemple en créant une décharge électrique dans un gaz à basse pression. Ce plasma est un gaz froid (température un peu supérieure à la température ambiante allant jusqu'à quelques centaines de degrés) remplis d'électrons chauds (1000 à 100000 K). Il est très faiblement ionisé (10^{-7} à 10^{-2} ions par espèce

neutre) et donc constitué essentiellement d'atomes et de molécules neutres. À l'opposé, un plasma chaud de fusion thermonucléaire est totalement ionisé, formé uniquement d'ions et d'électrons dont la température peut atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés.

Le plasma se caractérise par le comportement collectif de ses composantes électriquement chargées, sous l'effet des forces d'interaction coulombiennes à longue portée. Ces phénomènes collectifs se traduisent notamment par l'apparition de comportements électrostatiques oscillatoires et instables.

Les applications des plasmas est l'objet du chapitre trois suivant.

Chapitre III
Les domaines
d'application des
Plasmas



III.1 Introduction

La physique des plasmas froids est née il y a presque cent ans de la volonté de quelques précurseurs qui étudiaient les décharges dans les gaz [33]. Ces pionniers n'imaginaient sans doute pas les développements que cette discipline allait connaître au cours du 20^{ème} siècle. Les plasmas froids se sont imposés dans de nombreux secteurs industriels (électronique, traitements de surface, dépollution, ...) et la communauté scientifique s'est particulièrement bien organisée et structurée dans ces domaines d'application.

La maîtrise des conditions de décharge à pression atmosphérique a longtemps constitué un verrou technologique en raison des coûts engendrés par les techniques du vide. Depuis quelques années, de nombreux travaux prometteurs ont permis des avancées significatives sur ces questions, ouvrant de nouveaux champs d'applications (Figure 3.1). Le domaine médical en fait partie, avec tous les espoirs que l'on imagine en termes de traitements et de sécurité sanitaire (stérilisation). La communauté des physiciens des plasmas froids s'organise autour de ces nouveaux thèmes, des équipes se constituent : la connaissance scientifique s'enrichit de la pluridisciplinarité et l'expérience montre que des retombées pratiques en découlent toujours.

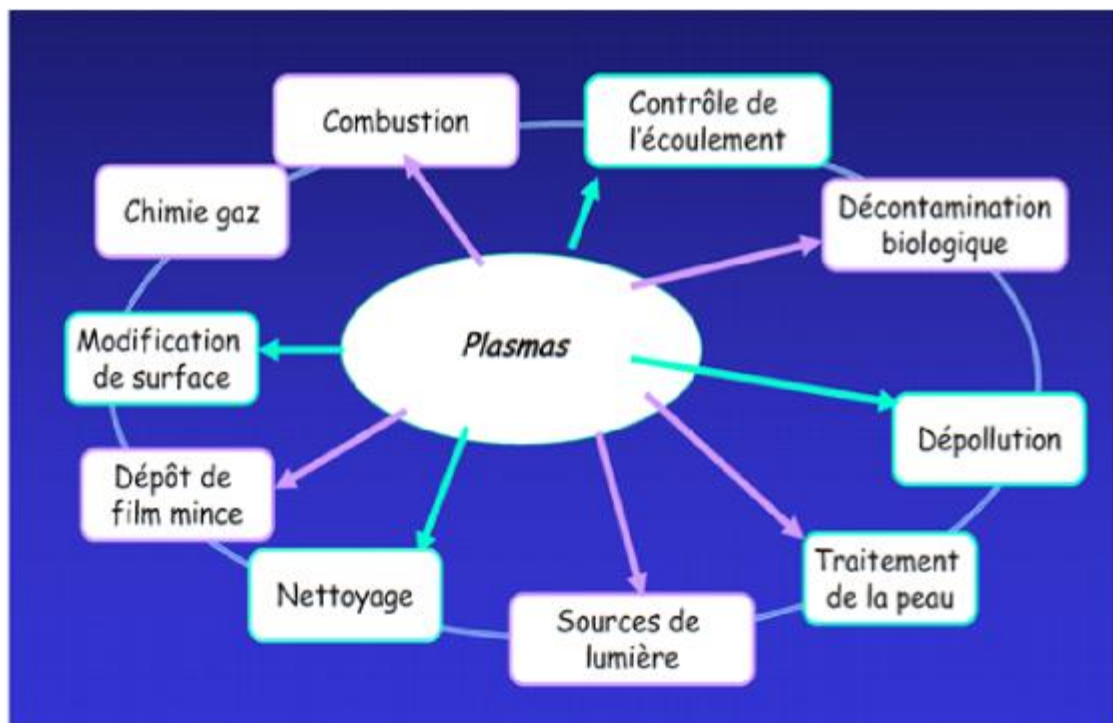


Figure 3.1 Les domaines d'application des Plasmas

Les applications des procédés plasma sur les matériaux ont été principalement poussées et améliorées par l'industrie de la microélectronique depuis la fin des années 1960 [34], principalement au niveau du dépôt de couches minces de matériaux [35] et du décapage par plasma de semi-conducteurs et métaux, appelée ablation légère pour les polymères tels que des résines photosensibles [36].

III. 2 Utilisation de Plasmas dans le domaine de la médecine

Les plasmas, gaz ionisés, constitués d'électrons, d'ions, de photons, de radicaux actifs et d'espèces excitées, peuvent restituer une partie de l'énergie qu'ils ont accumulée sous des formes diverses (propriétés réactives, thermiques, conductrices et radiatives) qui peut alors être utilisée dans le traitement différent des maladies. On utilise des plasmas dit « froids », où la température du gaz est proche de la température ambiante, qui ne brûlent pas ou ne détruisent pas comme peuvent le faire d'autres traitements. Cette qualité ouvre beaucoup de possibilités dans les traitements médicaux, la stérilisation, la chirurgie, la cicatrisation...

L'état Plasma, présenté comme le 4^e état de la matière, est le plus répandu dans l'Univers, par rapport aux états liquide, solide et gazeux. Sa production peut se faire de manière très efficace par décharge électrique, interaction laser-matière ou tout autre apport d'énergie suffisant pour permettre de séparer une partie des électrons de leur atome ou molécule d'origine.

Le rôle que pourraient jouer les plasmas (gaz ionisés) dans la médecine apparaît de plus en plus important. Certains parlent d'un impact aussi important que celui de ces mêmes plasmas pour l'électronique, il y a 40 ans. Un très récent rapport du National Research Council of the National Academies of USA « Plasma Science, Advancing Knowledge in the National Interest », souligne l'extrême importance que devrait prendre les biotechnologies plasma et la « médecine » plasma dans les années à venir [37]. Cela se traduit actuellement par la mise en place de centres ou de groupements de laboratoires dédiés à ce nouveau champ d'application des plasmas et financés à très haut niveau principalement aux USA, en Allemagne et au Royaume Uni.

Les applications des plasmas dans les domaines mentionnés concernent aussi bien la stérilisation, la décontamination, les biomatériaux, les nanomatériaux que des traitements thérapeutiques en cancérologie, maladie de la peau, hémostase ou stomatologie. La chirurgie est déjà pratiquée avec des instruments plasmas. C'est devenu une routine de couper et cautériser avec un plasma. Ce qui émerge actuellement, et qui est déjà utilisé dans certaines applications, ce sont de nouveaux « scalpels » plasma qui génèrent des plasmas hors équilibre

de type « streamers » (sorte de filaments ionisés) dans des liquides conducteurs (solutions salines). Ces streamers vaporisent l'eau en bulles quand on coupe des tissus mous. Dans ce cas, les procédés mis en œuvre font appel à presque toute la science des plasmas dits plasmas « froids » : sélectivité dans la génération des espèces désirées ; interactions avec des surfaces complexes ; comportement stochastique et milieux multiphasiques (bulles dans des liquides) ; génération et stabilisation de microplasmas à haute densité. La plupart des procédures chirurgicales actuelles reviennent à couper et retirer des tissus, non pas à les modifier dans une démarche constructive.

III. 3 Les écrans plasma

De nos jours, le temps des écrans à tubes cathodiques est révolu. Tout comme le passage du magnétoscope au lecteur de DVD, les écrans actuellement disponibles pour le public changent tout pour autant. La technique a fait de très beaux progrès en passant par le tube cathodique, puis à l'écran LCD et enfin l'un des dernières avancées technologiques accessibles au public: l'écran plasma. Grâce à la réduction des coûts de fabrication de ces nouveaux écrans plasma, ces écrans sont maintenant abordables et c'est un bond en avant pour tous leurs utilisateurs.

L'écran plasma allie aussi bien technologie que rapport qualité/prix. Ces écrans possèdent un très haut contraste, un peu comme les écrans LCD, mais possèdent beaucoup d'autres avantages que peuvent être par exemple la taille de l'écran, l'angle de vision ou encore la consommation d'énergie. Son attrait particulier est celui de sa très grande taille tout en ayant une épaisseur fine, et restituant des images de très bonne qualité.

L'écran plasma emprunte sa caractéristique au quatrième état de la matière : le plasma. Omniprésent sur terre, on le trouve en milieu naturel (enveloppe de la Terre, soleil..). Écran plat qui utilise une technique d'affichage dans laquelle un mélange gazeux, composé de néon, d'hélium et de xénon, émet de la lumière par ionisation, aux points d'intersection d'une grille de fils métalliques, lorsqu'un champ magnétique est créé par le courant électrique.

Un autre élément du design, et qui influe généralement sur la forme, la position des enceintes et la présence des connectiques sur le panneau. Beaucoup de constructeurs, pour rendre les écrans moins imposants en largeur, disposent les enceintes de part et d'autre de la dalle, le long de la partie inférieure. En plus du gain en taille, on a dit que cette position permet de centraliser les voix avant, à l'image d'un ensemble Home-Cinéma.

Un panneau à plasma (PAP) est constitué de deux dalles de verre parallèles espacées d'environ 150 μm (figure 3.2). Cet espace est rempli d'un mélange de gaz rares, en général des

mélanges binaires (90% néon-10% xénon) ou ternaires (69%He, 27% Ne, 4% Xe) à une pression de 350 à 600 torr. Le xénon est utilisé car il va produire des photons VUV en se désexcitant. Le néon est utilisé pour son fort coefficient d'émission secondaire, permettant d'allumer et d'entretenir la décharge pour de faibles tensions. Il permet aussi une ionisation du xénon plus efficace, en augmentant le libre parcours moyen des électrons, car sa section efficace de transfert de quantité de mouvement est 100 fois plus faible que celle du xénon. L'hélium est utilisé pour diminuer la couleur orangé du néon et améliorer la pureté des couleurs; mais en contrepartie comme il est plus léger que le néon, il va être plus sensible au champ de gaine, augmentant ainsi la pulvérisation cathodique.

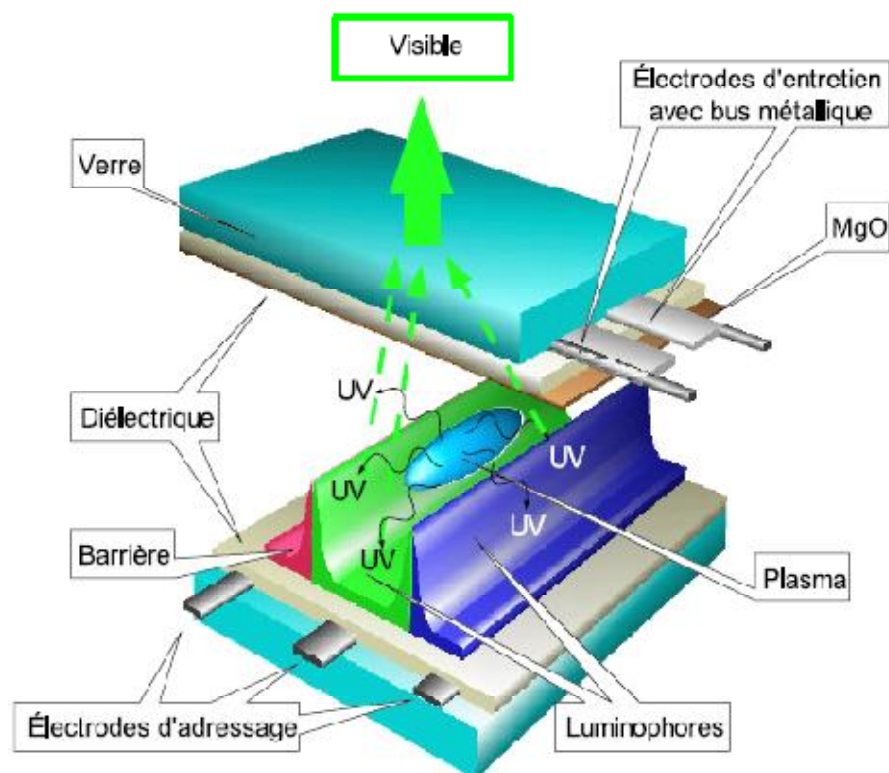


Figure 3.2 Schéma d'une cellule d'écran à plasma vue en perspective pour une géométrie coplanaire [38].

Dans les écrans à plasma, on retrouve, comme pour les tubes cathodiques, le principe de restitution de la couleur basée sur l'excitation de trois luminophores. Dans ce cas, les électrons, source d'excitation des CRT, sont remplacés par des photons de haute énergie : photons ultraviolets du vide (VUV : Vacuum Ultra-Violet). L'émission de photons VUV est le résultat d'une décharge électrique dans un mélange de gaz rares (généralement xénon et néon) qui crée un plasma froid [39].

III.3.1 Les caractéristiques des écrans plasmas [40]

Les écrans plats sont souvent caractérisés par les données suivantes :

- | **La définition** : il s'agit du nombre de points (pixels) que l'écran peut afficher, ce nombre de points est généralement compris entre 640×480 (640 points en longueur, 480 points en largeur) et 1600×1200, mais des résolutions supérieures sont techniquement possibles.

- | **La taille** : Elle se calcule en mesurant la diagonale de l'écran et est exprimée en pouces (un pouce équivaut à 2,54 cm). Ces écrans peuvent être de grandes dimensions et atteindre une taille de plus de 1,5 mètre pour une épaisseur inférieure à 10 cm.

- | **La résolution** : Elle détermine le nombre de pixels par unité de surface (pixels par pouce linéaire (en anglais DPI: Dots Per Inch, traduisez points par pouce). Une résolution de 300 dpi signifie 300 colonnes et 300 rangées de pixels sur un pouce carré ce qui donnerait donc 90000 pixels sur un pouce carré. La résolution de référence de 72 dpi nous donne un pixel de 1"/72 (un pouce divisé par 72) soit 0.353mm, correspondant à un point pica (unité typographique anglo-saxonne).

- | **Le temps de réponse** : Défini par la norme internationale ISO 13406-2, il correspond à la durée nécessaire afin de faire passer un pixel du blanc au noir, puis de nouveau au blanc. Le temps de réponse (défini en millisecondes) doit être choisi le plus petit possible (pragmatiquement, inférieur à 25 ms).

- | **La luminance** : Exprimée en candelas par mètre carré (Cd/m^2), elle permet de définir la « luminosité » de l'écran. L'ordre de grandeur de la luminance est d'environ 250 cd/m^2 .

- | **L'angle de vision vertical et horizontal** : Exprimée en degrés, il permet de définir l'angle à partir duquel la vision devient difficile lorsque l'on n'est plus face à l'écran. Ainsi, même si le regard aborde l'écran sous des angles très proches de l'horizontale (160° à 170°) ou de la verticale, l'écran offre toujours un bon contraste de couleurs et un parfait rendu des moindres petits détails.

III.3.2 Composition d'un écran plasma

Les éléments essentiels sont représentés sur la figure (3.3) suivantes

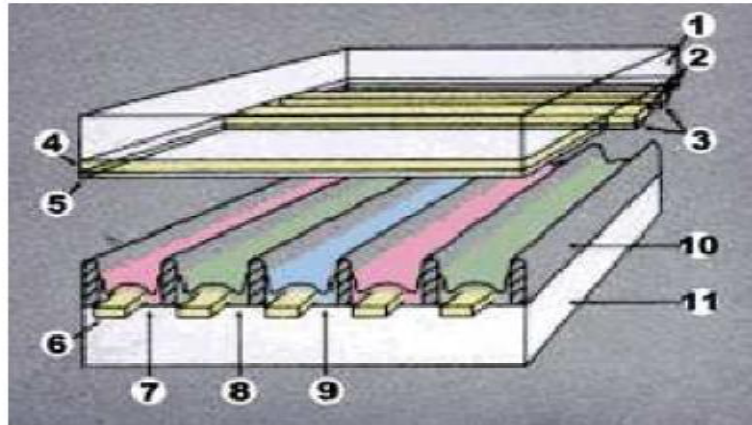


Figure 3.3 : Les principaux éléments des écrans plasmas

Nous avons essentiellement :

- 1/2- face avant / verre
- 3- électrodes transparentes d'écran
- 4- bus électrode
- 5- film conducteur
- 6- film protecteur
- 7- phosphore rouge
- 8- phosphore vert
- 9- phosphore bleu
- 10- plaque (barrière)
- 11- panneau arrière en verre

III.3.3 Mécanisme de la décharge plasma dans les écrans

Chaque pixel est composé de trois enveloppes colorées en rouge, vert et bleu remplies d'un mélange de gaz inertes (néon et xénon). Chaque enveloppe est reliée à deux électrodes entre lesquelles passe un courant électrique (Figure 3.4).

Lorsque le niveau électrique est suffisant, les molécules de gaz contenues dans l'enveloppe choisie perdent des électrons et le gaz prend la texture appelée "plasma". Ces molécules de gaz, déficientes en électrons émettent alors des ultra-violet. Ces UV excitent une couche de phosphore se trouvant au fond de l'enveloppe qui s'illumine et crée une lumière de couleur rouge, bleue ou verte. L'intensité de cette couleur est obtenue en modulant le nombre et la tension des impulsions électriques entre les électrodes. Il existe 256 niveaux pour chaque couleur, c'est pourquoi il est possible de recréer 16,7 millions de couleurs ($256 \times 256 \times 256$).

Le plasma ne dessine pas l'image ligne par ligne comme un téléviseur classique. Il affiche une image entière à la fois en stimulant tous les pixels. L'électronique de commande comprend donc un doubleur de ligne permettant de désentrelacer le signal vidéo et d'afficher une image entière.

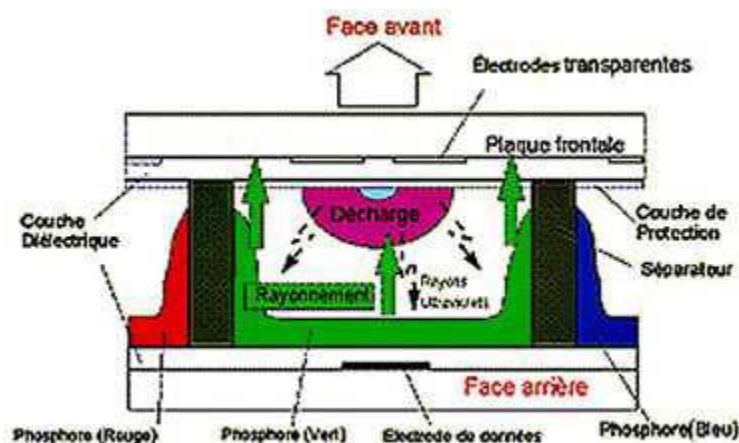


Figure 3.4 : Mécanisme de décharge dans un écran.

Pour avoir une décharge très lumineuse, mais que l'on peut rallumer facilement et rapidement, on utilise le principe de la décharge à barrière diélectrique. Les électrodes sont séparées du milieu gazeux par une couche de diélectrique (de l'oxyde de manganèse généralement). Ce diélectrique ne coupe pas le champ électrique imposé par les électrodes, mais il coupe le courant qui pourrait traverser grâce aux électrons libres du plasma.

III.3.4 Avantages des écrans plasma

L'avantage est énorme : on limite les pertes d'électrons nécessaires à l'ionisation du gaz, et l'on évite le passage à l'arc en gardant un champ électrique fort (donc en produisant beaucoup de lumière). Cependant un autre effet intéressant est que le plasma mémorise son état sous un certain potentiel (dit potentiel d'entretien), avantage qui permet d'avoir une image fixe sans recourir à une électronique de commande diabolique. De plus nous avons :

- Peut être installé n'importe où (facile à dissimuler).
- Suppression de la sensibilité aux interférences électromagnétiques
- Suppression des déformations de l'image (pas de problème de géométrie)
- Peut être regardé même en lumière du jour, de près comme de loin
- Angle de visionnage élargi
- Ecran extrêmement plat pouvant être accroché (solidement) au mur comme un tableau
- Faible profondeur d'écran : Encombrement réduit
- En théorie pas de limitation de taille (ils atteignent déjà 129 cm de diagonale depuis 1998)
- Ecran plat et image nette, uniforme
- Qualité de l'image RVB (extrêmement précise, lumineuse et stable tout en offrant une très bonne colorimétrie)
- Grande compatibilité avec toutes les formes de signaux
- Gamme de couleurs aussi étendue que celle d'un tube cathodique
- Format 16/9
- Compatibilité HDTV / progressive scan sur la plupart des modèles
- Optimisation pour la technologie DVD

III.3.5 Inconvénients des écrans plasma

- Accepte mal les signaux bruités (éviter le magnétoscope VHS)
- Prix encore élevé
- Noirs encore perfectibles
- Consommation électrique plus élevé que ses concurrents.

III.4 Les lampes à décharge d'arc

L'éclairage électrique a profondément bouleversé notre vie quotidienne. Il serait aujourd'hui inimaginable de s'en passer, du moins dans les pays développés, et son utilisation ne fait que croître. On estime à environ 30 milliards le nombre de lampes électriques en service sur la planète, tandis que 10 milliards de nouvelles lampes sont produites chaque année.

Les chiffres en termes d'énergie ne sont pas moins impressionnants. La consommation mondiale en éclairage dépasse les 2 000 TWh d'énergie électrique par an, soit approximativement le dixième de la production globale d'électricité. Dans un pays industrialisé, on utilise en moyenne 10 à 15 % de la production électrique annuelle pour

l'éclairage (12 % en France, plus de 19 % aux USA). Dans un pays en voie de développement, où l'éclairage est un besoin prioritaire, cette proportion est beaucoup plus importante (37 % pour la Tunisie et 89 % pour la Tanzanie). La France a consommé, en 1999, 41 TWh pour l'éclairage, environ 60 % de cette énergie est utilisée par le secteur non résidentiel. L'éclairage public et routier consomme 10 % du total tandis que les 30 % restants sont absorbés par l'éclairage domestique. Il faut toutefois noter que ce dernier secteur a vu sa consommation tripler en vingt ans (5 TWh en 1979 pour 14 TWh en 1999).

Le développement et la fabrication de lampes à décharge d'arc sont utilisées pour diverses applications industrielles tels que :

- | pompage lasers (usinage des matériaux, recherche fondamentale et appliquée, chirurgie, ...),
- | photographie moyenne et forte puissance,
- | médecine (stérilisation UV-flash, dermatologie, ophtalmologie, ...), simulation solaire,
- | feux anti-collision pour l'aéronautique (obstacles naturels ou aériens), balisage des pistes d'aéroport,
- | stroboscopie (feux à éclats de sécurité (signalisation de dangers), effets lumineux divers).

D'un point de vue économique et industriel, le marché correspondant est énorme, en voici quelques exemples (Tableau 3.1):

Applications	Volume (%)	Chiffre d'affaires (%)
Laser	19.7	52
Photographie	37.1	26
Stroboscopie	37.8	9
Médecine	3.8	9
Feux pour l'aéronautique	1.5	3
Simulation solaire	0.15	1

Tableau 3.1 : Le marché des lampes à décharge d'arc.

III.5 Utilisation du plasma dans l'élaboration des semi-conducteurs

Le plasma est aujourd'hui un acteur principal dans la conception des composés électroniques. En effet, il est «multifonction» et il intervient dans de nombreuses étapes des procédés de fabrication des semi-conducteurs (Figure 3.5).

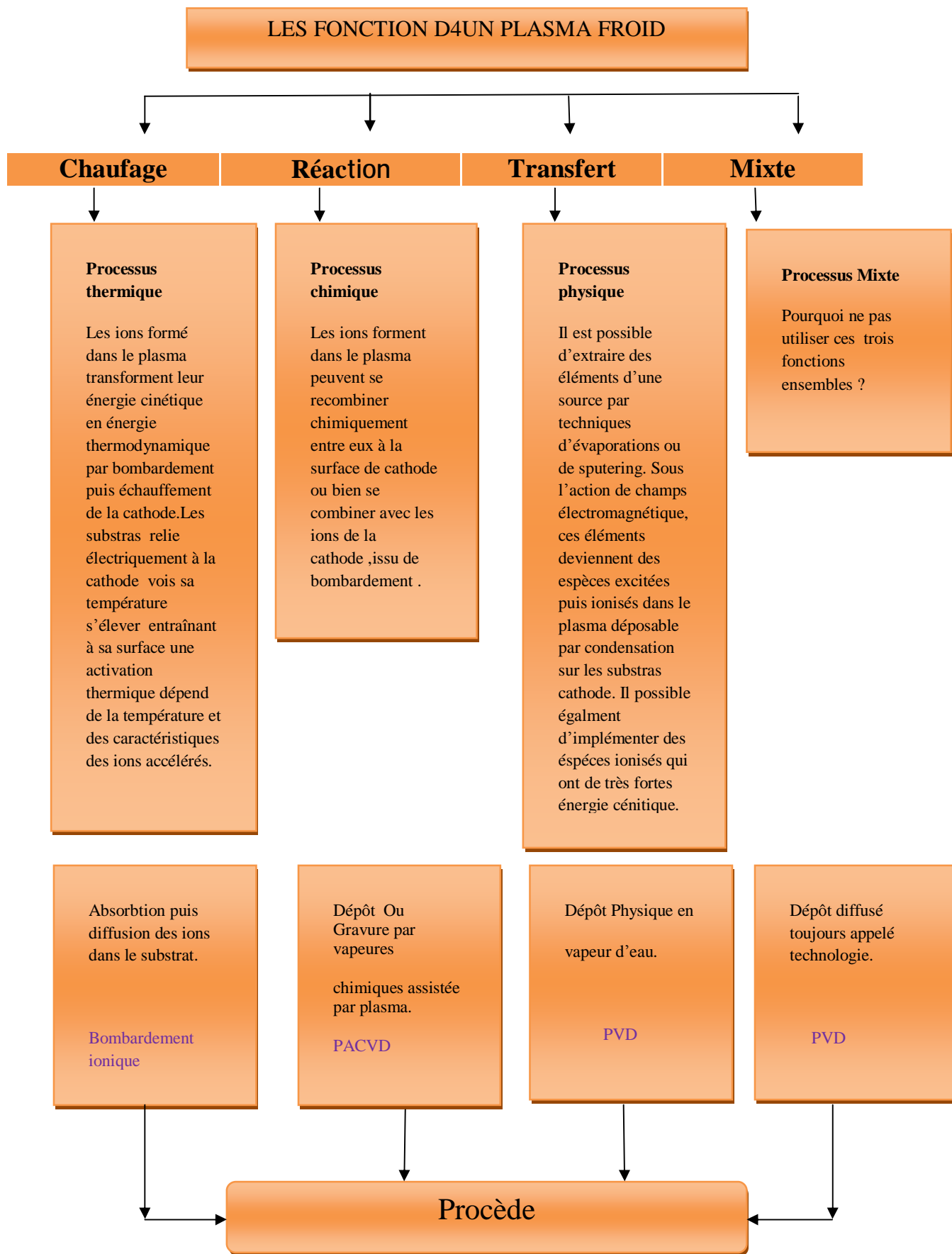


Figure 3.5 : Application des plasmas dans le domaine de semi-conducteurs

III.6 La pulvérisation cathodique

L'appellation couche mince est réservée à des films d'épaisseur micrométrique ou submicrométrique. Les principales méthodes utilisées pour fabriquer des couches minces sous vide font appel à la technique de dépôt en phase vapeur chimique (CVD : Chemical Vapor Deposition) et de dépôt en phase vapeur physique (PVD : Physical Vapor Deposition). La classification des méthodes est présentée sur le schéma de la figure (3.6).

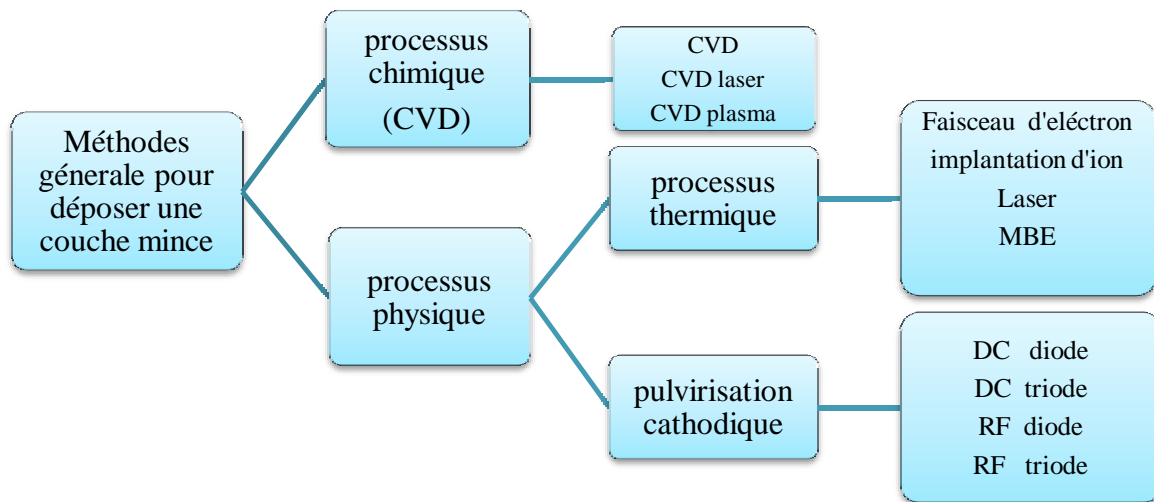


Figure 3.6 : Méthodes générales de dépôt de couches minces sous vide

III.7 Traitements de surface des matériaux par plasmas froids

III.7.1 Principe du traitement par plasma froid

Les atomes et molécules de gaz sont activés par une décharge électrique pour former un plasma. Le plasma est composé d'ions, d'électrons, de neutres, et d'espèces radicalaires chimiquement très actifs et de photons qui vont réagir avec la surface des matériaux (Figure 3.7). Ces plasmas sont dits "froids" ou hors équilibre car la température du gaz reste voisine de la température ambiante.

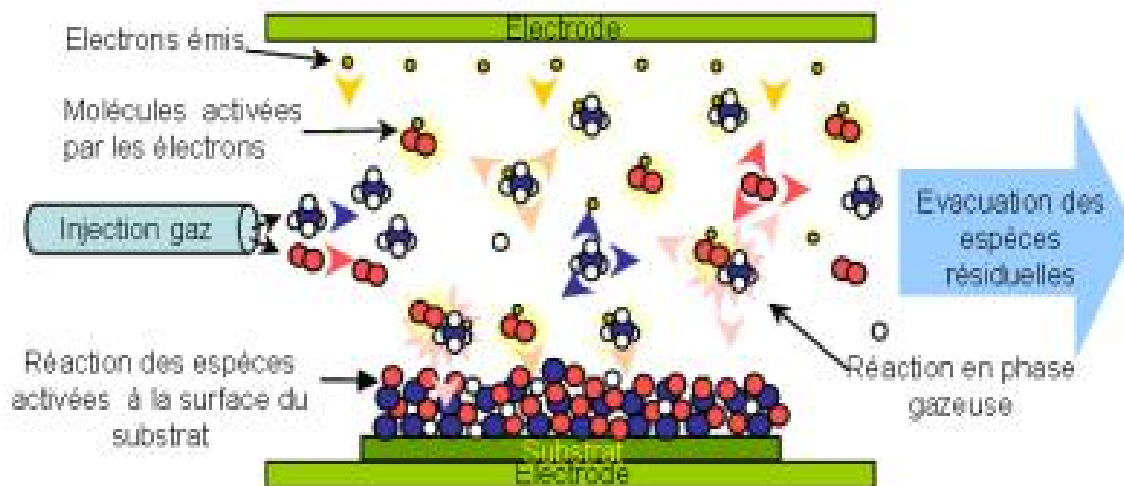


Figure 3.7 : Traitement de surface

III.7.2 Les avantages des plasmas froids pour le traitement de surface

- | Obtention de propriétés de surfaces très spécifiques ;
- | Modification chimique de la surface sans dégradation thermique, sans altérer les propriétés intrinsèques du matériau, ni modifier sa morphologie ;
- | Niveau de traitement important, énergie de surface atteinte élevée avec durée de vie longue ;
- | Faible apport de matière et sans emploi de produits chimiques toxiques ou polluants, on développe une chimie propre et respectueuse de l'environnement ;
- | Procédé sec économe en eau et en énergie ;
- | Pouvant s'effectuer à la pression atmosphérique, le traitement peut se dérouler en continu à cadence industrielle ;

III.7.3 Les différents traitements plasma

- | **L'activation et la fonctionnalisation chimique de surface** (Figure 3.8.a): Le plasma crée des espèces chimiquement actives qui réagissent sur la surface en greffant des sites d'adhérence (oxydation, amination,...). Ces sites d'adhérence vont pouvoir ancrer par liaisons chimiques les molécules fonctionnelles recherchées : bactéricide, marqueurs, antissalissures...
- | **Le dépôt par polymérisation plasma** (Figure 3.8.b): Le plasma active les molécules de monomères (allylamine, acide acrylique, C₂F₄,...) qui réticulent par dépôt sur le

substrat en formant un « polymère plasma » qui conservera les fonctions chimiques du monomère de départ.

- | **Le dépôt de couches minces par PECVD** (Figure 3.8.c): Le traitement par plasma froid permet de réaliser à la température ambiante, des dépôts inorganiques (SiO_2 , Si_3N_4 , SiC , TiO_2 , ...) présentant une dureté élevée et une excellente adhérence. Ces propriétés les rendent aptes à de nombreuses applications : couches barrières à la perméation de gaz, couches anti-UV, antisalissures, antibuée.
- | **Le nettoyage et la gravure** (Figure 3.8.d) : Le traitement plasma permet également, dans certaines conditions de nettoyer ou de graver les surfaces exposées.

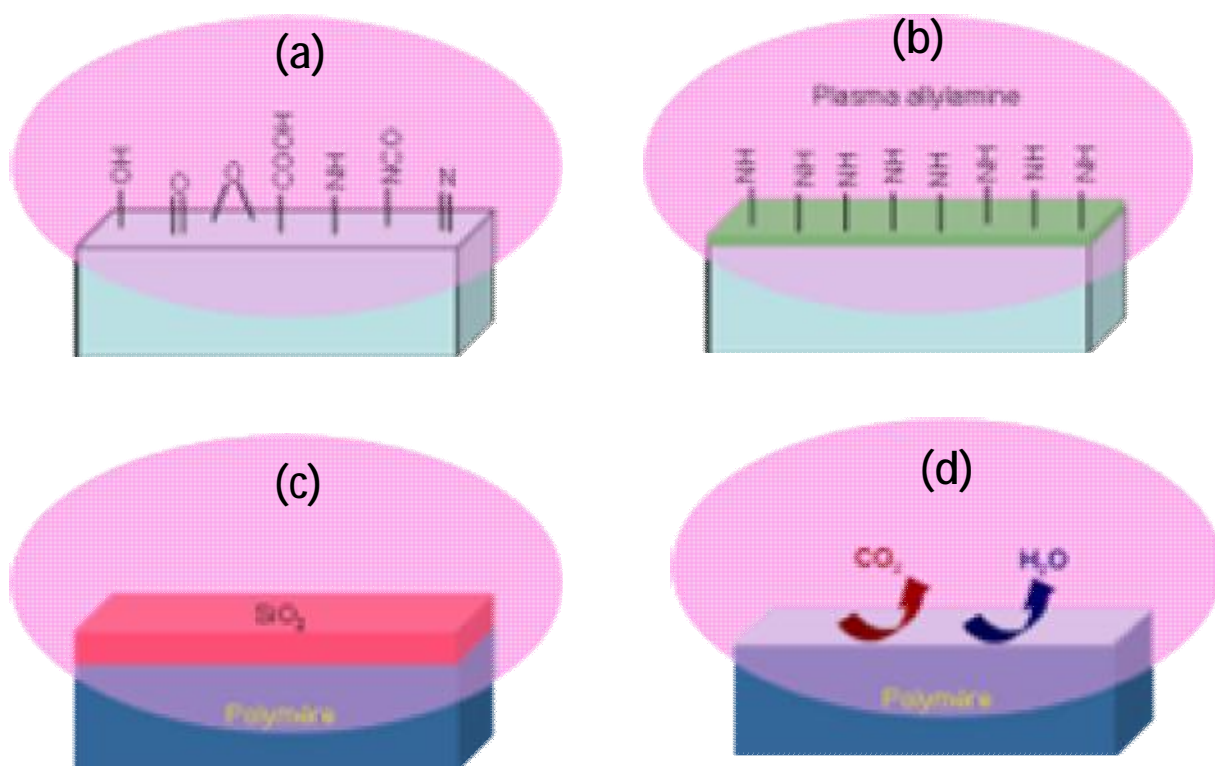


Figure 3.8 : Traitement de surface par plasma froid

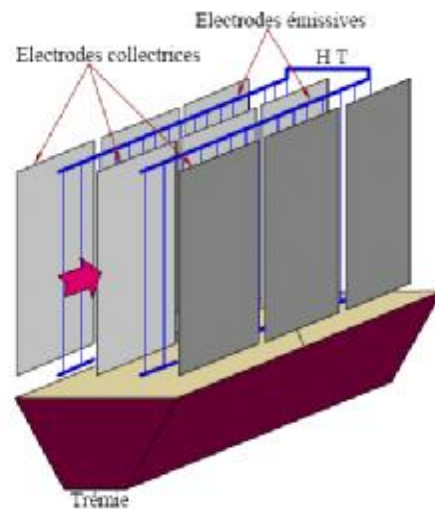
III.8 Les filtres électrostatiques

Au cours des dernières décennies, les exigences en matière d'efficacité des mesures de protection de l'environnement ont évolué considérablement, ce qui a imposé la mise au point de technologies innovatrices susceptibles d'être à la hauteur des dispositions légales de plus en plus strictes. Ce phénomène extrêmement complexe est devenu de nos jours l'objet d'observations continues de plusieurs organisations internationales, car les conséquences de la pollution atmosphérique ignorent les frontières des pays ou des régions de la terre. Parmi les moyens de filtration utilisés, une place très importante revient aux précipitateurs

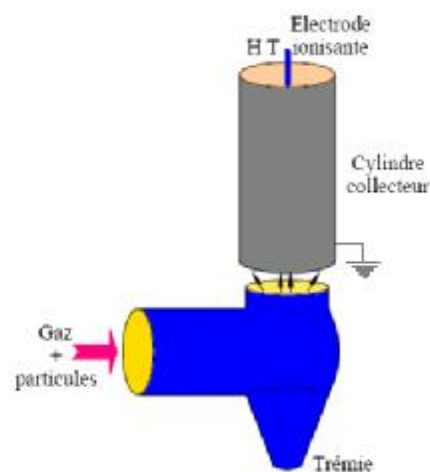
électrostatiques. Ces installations de filtration sont largement utilisées depuis le début du 20^{ème} siècle pour retenir les particules présentes dans les gaz résultants, par exemple, de l'industrie métallurgie, l'industrie chimique ou celle de ciment ainsi que pour épurer les gaz produits par les centrales électriques brûlant du charbon [41].

Les précipitateurs électrostatiques (PES) utilisent directement l'énergie électrique pour contribuer à l'enlèvement de fines particules de tout genre de gaz d'échappement. Leur rendement est très élevé. Des particules aussi petites qu'un dixième de micro mètre peuvent être enlevées. Le système possède deux électrodes, isolées l'une de l'autre et à différentes charges électriques. Quand un gaz chargé d'aérosols passe entre ces électrodes, les particules d'aérosol se précipitent sur celle à charge plus faible. La charge électrique portée par des particules d'un aérosol est un paramètre important, car elle peut fortement influencer son évolution. En effet, les forces électrostatiques sont souvent largement supérieures aux autres forces exercées sur les particules [42]. Le problème de la charge acquise par une particule dans un champ électrique ionisé a été en effet posé par la précipitation industrielle des poussières et des fumés. Mais il est intéressant de l'étudier à un point de vue plus théorique en se plaçant dans des conditions expérimentales qui permettent de pousser les calculs jusqu'au bout et de faire des contrôles précis.

Parmi les filtres électrostatiques, ceux du type plaque – plaque sont les plus répandus. Ici, les électrodes de dépôts sont des plaques parallèles et équidistantes et le gaz est ionisé à partir d'électrodes ionisantes situées dans les plans verticaux à mi-distance entre les plaques (figure 3.9).



a)



b)

a) Type plaque – plaque

b) Type fil - cylindre

Figure 3.9 Vue schématique d'un filtre électrostatique

En général, les électrodes de collecte sont soumises périodiquement au frappement, ce qui permet de décoller les agrégats afin de les retenir dans des bacs spéciaux placés dans la partie inférieure du filtre.

III.8.1 Description du fonctionnement d'un électrofiltre

Le fonctionnement d'un électrofiltre est relativement simple, mais la description et la compréhension de tous les phénomènes entrant en jeu dans la filtration est encore un sujet

d'étude largement traité. Le principe des précipitateurs électrostatiques repose sur le passage du gaz porteur de particules entre deux électrodes (fil- cylindre, fil- plan, ...), où est appliquée une forte différence de potentiel. Due à la dissymétrie des électrodes, une décharge électrique est générée, utilisée comme source d'ions qui va permettre de charger les particules en suspension dans le gaz. Les particules chargées sont ensuite déviées par le champ électrique, et migrent vers la contre-électrode où elles sont collectées (figure 3.10).

L'accumulation de particules sur l'électrode de collecte nuisant à l'efficacité du procédé, le nettoyage des plaques est effectué régulièrement. Si les particules sont liquides, le liquide tombe de l'électrode par gravitation. Si les particules sont solides, la couche de poussière collectée sur l'électrode est périodiquement enlevée en frappant les électrodes.

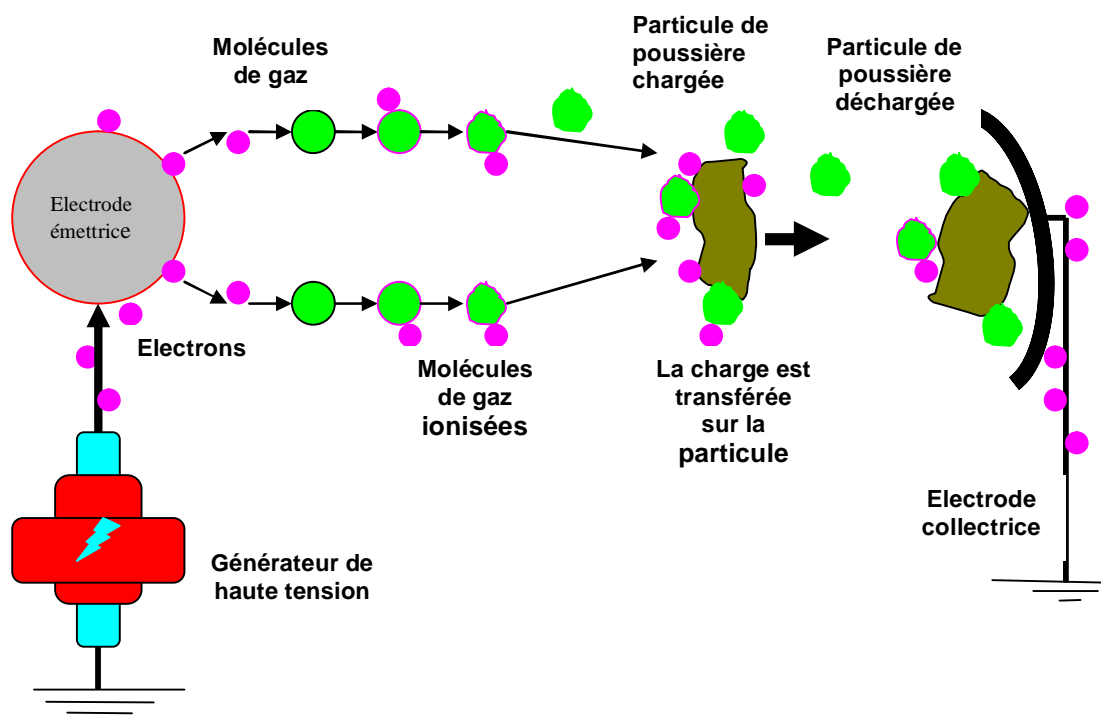


Figure 3.10 Principe général de fonctionnement d'un électrofiltre

III.8.2 Modèles du fonctionnement des électrofiltres

Estimer l'efficacité de séparation d'un nouveau précipitateur électrostatique en vue de sa réalisation pratique reste encore un problème difficile. L'importance d'un dimensionnement correct traduit finalement un problème économique car, entre le gabarit d'un filtre et son coût total de fabrication il y a une liaison très étroite. Au cours du temps, de nombreux travaux ont été menés pour créer des modèles théoriques capables d'offrir des informations sur le rendement et le fonctionnement de certaines installations. Au début il y a eu des approches

simples, semi-empiriques, qui ont leurs racines dans l'observation directe du fonctionnement des électrofiltres existants. Ce sont les modèles qu'on appelle analytiques ; ils permettent de décrire l'efficacité de collecte en fonction de paramètres géométriques, électriques et mécaniques [43]. De nos jours, le développement des moyens de calcul a permis de développer des modèles numériques, basés sur la simulation des phénomènes produits au sein d'un électrofiltre.

Le modèle analytique le plus simple du fonctionnement d'un électrofiltre considère un écoulement laminaire du gaz avec un profil de vitesse plat entre deux plaques parallèles portées à un potentiel électrique différent. On admet que les particules en suspension dans le gaz ont toutes le même diamètre et la même charge électrique. Elles se déplacent dans la direction axiale avec la vitesse moyenne d'écoulement et subissent l'action du champ électrique. Les trajectoires sont donc des lignes droites déterminées par les vitesses U_g et w_E (Figure 3.11).

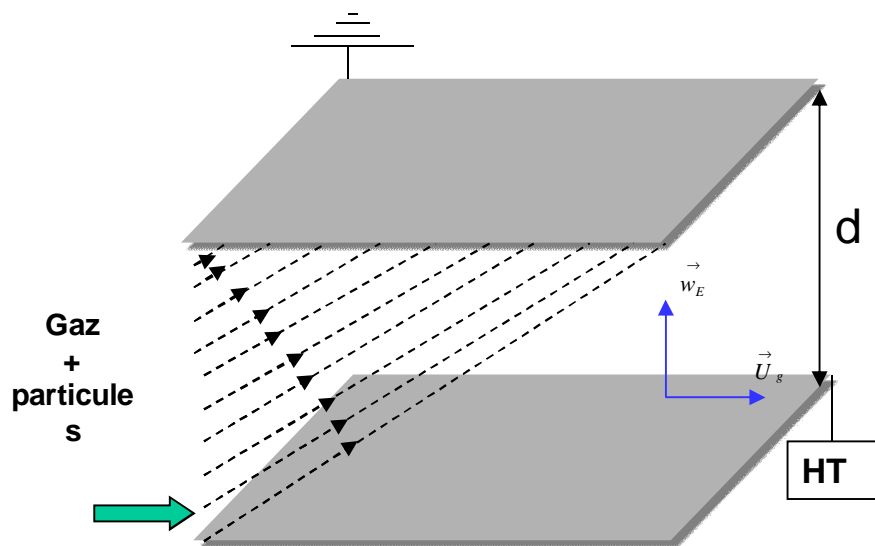


Figure 3.11: Illustration schématisée du modèle Simplifié

Les particules sont toutes collectées au bout d'une longueur L_D correspondant aux trajectoires des particules entrant à la distance d de l'électrode collectrice :

$$L_D = U_g \cdot \frac{d}{w_E} \quad (3.1)$$

où U_g est la vitesse moyenne du gaz. Toutes les particules seront collectées à une distance égale ou inférieure à L_D . L'efficacité fractionnaire h_f de collecte peut être alors calculée par la relation suivante :

$$h_f(d_p) = \min \left[\frac{w_E(d_p, E, q_p)L}{U_g \cdot d}, 1 \right] \quad (3.2)$$

III.8.3 Application de précipitateurs industriels

Les applications importantes des précipitateurs électrostatiques dans les industries sont énumérées ci-dessous :

1. Cimenteries

- a) Nettoyage des gaz d'échappement des fours de ciment ;
- b) Récupération des fines particules des fours ;

2. Moulins à pulpe et à papier

- a) récupération des fumées de soude dans les moulins à pulpe de kraft ;

3. Aciéries

- a) Nettoyage des gaz des hauts fourneaux afin de pouvoir les utiliser comme combustible;
- b) Elimination des goudrons du gaz des fours à coke ;
- c) Nettoyage des gaz de foyers ouverts et des fourneaux électriques ;

4. Industrie de métaux non ferreux

- a) Récupération des matières valorisables des gaz d'échappement ;
- b) Collecte de la brume acide ;

5. Industrie chimique

- a) Collecte des brumes d'acides sulfurique et phosphorique ;
- b) Nettoyage de divers types de gaz, tels que l'hydrogène, le CO₂ et le SO₂ ;
- c) Elimination des fines particules du phosphore élémentaire en état vapeur ;

III.8.4 Avantages des précipitateurs électrostatiques

- Haut rendement de collecte ;
- Les particules aussi petites que 0,1 μm peuvent être éliminées ;
- Faible coûts de maintenance et de fonctionnement ;
- Faible chute de pression ;
- Manipulation satisfaisante d'un large volume de gaz à haute température ;
- Le temps de traitement est négligeable (0,1 – 10 s) ;
- Nettoyage facile en mettant hors service certaines unités du précipitateur ;

III.8.5 Inconvénients des précipitateurs électrostatiques


- Hauts coûts d'installation ;
- Hauts besoin en espace, dû aux dimensions larges de l'équipement ;
- Risque d'explosions pendant la collecte de gaz combustibles ou de fines particules ;
- Pendant l'ionisation du gaz, de l'ozone (gaz toxique) est produit par les électrodes de décharge à charge négative.

III.9 Conclusion « Les plasmas sont partout ! »

Nous sommes entourés par les plasmas, ces gaz partiellement ou fortement ionisés. On estime que 99,8 % de la matière connue de l'univers se compose de plasmas naturels (étoiles, matière interstellaire, ionosphère, ...). Plus près de nous, les plasmas « artificiels » comme les tubes fluorescents ou les écrans plasmas font partie de notre vie quotidienne.

Nous nous intéressons aux plasmas créés par des décharges électriques dans des gaz. Il n'est pas exagéré de dire que les plasmas se rencontrent dans quasiment tous les domaines industriels. Dans ces applications, on utilise soit les propriétés intrinsèques du plasma (rayonnement par exemple) soit les échanges entre le plasma et les matériaux environnants. Des échanges qui ont lieu du fait de la forte réactivité des gaz ionisés ou de leur température élevée. Ces recherches permettent certes de mieux connaître les propriétés de base des plasmas et les mécanismes internes de dépôt ou de transfert d'énergie et de particules, ainsi que les interactions des plasmas et des décharges électriques avec leur environnement. Mais les motivations principales sont d'ordre technologique ou sociétal.

Dans le domaine de la santé et de l'environnement, les applications de ces recherches concernent la détection d'impuretés, la mise au point de procédés propres ou moins polluants, le remplacement de matériaux toxiques ou indésirables (à effet de serre par exemple), la dépollution, la décontamination et la stérilisation. Elles conduisent également à optimiser des procédés et des contraintes technologiques, par exemple par la miniaturisation ; à inventer de nouveaux procédés et exploiter de nouveaux concepts.



Chapitre IV
Modélisation et
simulation des plasmas

IV.1 Introduction

La modélisation et la simulation numérique sont d'une importance capitale dans le monde d'aujourd'hui. Ces techniques ne se limitent pas au domaine de la recherche, mais interviennent également dans l'industrie. Grâce à l'utilisation des outils de modélisation, les coûts de développement et de conception, sont considérablement réduits et le développement de prototypes se limite aux aspects de validation. Ainsi la modélisation engage des enjeux économiques considérables.

La simulation des plasmas est un travail habituellement difficile. Nous avons introduit cette technologie afin de résoudre les interactions complexes entre les champs électromagnétiques et les particules chargées, qui constituent ensemble le plasma. Les utilisateurs seront ainsi à même de simuler de nombreuses applications en plasma, dans de bien meilleures conditions qu'auparavant

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la simulation numérique de la décharge Plasma. La méthode que nous avons développée s'appuie sur le calcul du champ électrique et du potentiel électrique en tout point du domaine considéré. Nous avons utilisé le logiciel matlab pour la résolution numérique des équations aux dérivées partielles gouvernant la décharge dans la configuration fil - plan [44, 45].

IV.2 Objectifs fondamentaux

Les plasmas comportent plusieurs phénomènes fondamentaux mal connus, et il n'est pas toujours facile de prévoir les distributions de mesures expérimentales. Si les effets multiphysiques sont pris en compte, la simulation devient un outil efficace de prédiction et d'optimisation. Le but de ce chapitre est la conception d'un modèle multiphysique non-linéaire adéquat basé sur les aspects de modélisation pour améliorer et dégager la compréhension du comportement du plasma froid à pression atmosphérique.

L'objectif de cette opération consiste à modéliser et simuler à l'aide de codes numériques des plasmas de décharges. Les décharges étudiées peuvent être continues, radiofréquence (RF) ou bien micro-ondes (MO). Elles peuvent également être magnétisées (cas des magnétrons par exemple). On s'intéresse aussi bien aux décharges générées dans des gaz rares que celles générées dans des gaz moléculaires, notamment en mélanges de gaz réactifs. On cherche plus particulièrement à modéliser les réacteurs à plasma utilisés pour des dépôts de couches minces ou des traitements de surfaces, les objets traités pouvant être de

géométrie complexe. Notre approche inclut simultanément la physique du réacteur et celle du plasma.

Les techniques utilisées sont classiquement les techniques fluides, cinétiques. On dispose notamment de codes fluides électriques et magnétiques. La possibilité de programmation de macros externes permet le couplage avec d'autres codes (couplage onde/plasma ou bien onde/thermique).

IV.3 Modèles Mathématiques

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électromagnétique. Le grand nombre d'équations et de degrés de liberté (3 d'espaces, 3 de vitesse, plus le temps) classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement.

Il existe deux niveaux de description des plasmas, la description fluide et la description cinétique. Dans le premier cas, les différentes composantes du plasma, électrons, ions, et éventuellement particules neutres, sont décrites par des grandeurs fluides ou macroscopiques, comme la densité, la vitesse moyenne, la température, la pression, le flux de chaleur, etc. Dans cette terminologie, la température désigne en fait la quantité égale à $(2/3.k_B)$ fois l'énergie cinétique moyenne des particules considérées, que la répartition des vitesses corresponde ou non à une courbe gaussienne caractéristique de l'équilibre thermodynamique. Les grandeurs fluides satisfont des équations d'évolution spatio-temporelles, appelées «équations fluides», qui traduisent la conservation du nombre total de particules, de l'impulsion et de l'énergie. Il est des situations cependant où la description fluide ne permet pas d'atteindre un degré de précision suffisant. On utilise alors la description cinétique, où chaque composante du plasma est décrite par une fonction de distribution $f(r,v,t)$. Celle-ci correspond à une moyenne statistique sur un grand nombre de réalisations du système physique considéré. Le produit « $f.dr.dv$ » est le nombre moyen de particules de l'espèce considérée dont la position et la vitesse se trouvent respectivement dans un élément de volume dr de l'espace ordinaire et dans un élément de volume dv de l'espace des vitesses, centrés respectivement autour des valeurs r et v . La fonction de distribution contient une information bien supérieure à celle contenue dans les grandeurs fluides, puisqu'elle inclut tous les détails de la répartition des vitesses des particules. L'emploi de la description cinétique est

particulièrement nécessaire dans les situations où la fonction de distribution s'écarte sensiblement de la courbe gaussienne correspondant à l'équilibre thermodynamique. Cette fonction est alors appelée fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann.

IV.3.1 Description géométrique du problème

La figure (4.1) représente la configuration du réacteur plasma. Elle est constituée d'un fil conducteur de rayon r_0 . Le fil est fixé parallèlement à l'électrode plane d'une hauteur d et portée à un potentiel U .

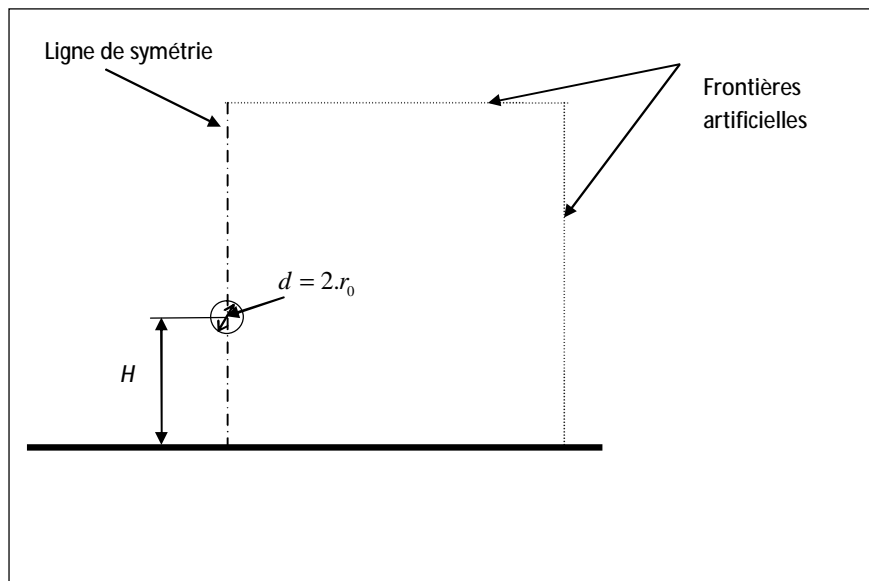


Figure 4.1 Le modèle géométrique

IV.3.2 Equations de base

IV.3.2.1 Les équations fluides du modèle

Les équations de transport sont déduites de l'intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses et sont couplées à l'équation de Poisson permettant d'obtenir le champ électrique. Elles permettent d'obtenir les valeurs des paramètres fondamentaux tels que : la densité électronique (n_e), la densité ionique (n_i), le potentiel (F) ou le champ électrique (E) [46].

| *Pour les électrons :*

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e V_e) = S_i + S_{ph} \quad (4.1)$$

| **Pour les ions :**

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = S_p + S_{ph} \quad (4.2)$$

| **Pour le champ électrique:**

$$\Delta F = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad ; \quad E = -\nabla F \quad (4.3)$$

Pour l'ensemble des équations, $S(r,t)$ correspond au terme source d'ionisation, r au module du vecteur position, t au temps, q à la charge élémentaire, ϵ_0 à la permittivité du vide, n_x , v_x , μ_x , D_x , représentent respectivement la densité, la vitesse moyenne, la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce x . Les équations de transport sont résolues suivant les directions axiale et radiale.

IV.3.2.2 Les données de base

Nous présentons dans cette partie, la valeur des coefficients de transport (coefficient de mobilité et de diffusion) des particules dans le gaz en fonction du champ réduit $E(r, t)/p$ [148].

| **La mobilité :**

$$\mu = \frac{q}{mv} \quad (4.4)$$

| **La diffusion :**

$$D = \frac{k_B T}{mv} \quad (4.5)$$

IV.3.2.3 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites du modèle portent également sur les flux de particules au plan (équations de transport), sur le potentiel appliqué à l'électrode active et au niveau de la paroi métallique et sur le champ électrique (équation de Poisson) :

- | Les densités sont nulles sur les parois.
- | Le flux d'électrons émis par les électrodes est proportionnel au flux d'ions incidents
- | La vitesse de l'électron est normale à la surface de l'électrode.
- | L'énergie moyenne des électrons émis lors du bombardement ionique est de 1 eV.

| Le potentiel de l'électrode alimentée est Φ égale à la tension appliquée et le potentiel de l'électrode à la masse est nul $\Phi = 0$ kV.

IV.3.2.4 Méthodes numériques

Dans un plasma, les variations du champ électromagnétique et les mouvements des particules chargées sont couplés. De façon générale :

- Si on connaît les champs E et B , on connaît les forces électromagnétiques s'exerçant sur les particules et comment ces forces influent sur les trajectoires; on peut en déduire, par un peu de statistique, les évolutions de ρ et J .
- Si on connaît la position et la vitesse de toutes les particules du plasma, électrons et ions, on peut en déduire la densité de charge ρ et la densité du courant J qui sont les termes sources, dans les équations de Maxwell, des champs E et B .

Ce système couplé est à la base de toute la physique des plasmas. C'est lui qui fait que cette science se situe à l'intersection entre l'électromagnétisme (Maxwell) et la mécanique statistique (comment passer des informations sur les trajectoires individuelles aux informations macroscopiques que sont ρ et J).

Les méthodes analytiques sont les premières méthodes utilisées. Elles consistent à résoudre les équations différentielles analytiquement avec la technique de séparation des variables. Elles sont d'emploi restreint à des géométries simples dans une approche unidimensionnelle, ou quelquefois dans des problèmes bidimensionnels. En général, Il n'est pas possible de résoudre d'une manière analytique les équations différentielles qui décrivent le plasma, à moins de faire des approximations excessives. Il est donc nécessaire de faire appel à des méthodes numériques .

Les méthodes numériques, sont des méthodes qui résolvent directement les équations différentielles. Avec le développement des ordinateurs, ces méthodes trouvent un large champ d'utilisation. Il existe plusieurs méthodes possibles pour résoudre ces équations. Parmi celles qui reviennent le plus souvent dans la littérature, sont distinguées :

- | Méthode de Runge-Kutta.
- | BEM (Méthode des éléments frontières).
- | FEM (Méthode des éléments finis).
- | MOC (Méthodes des caractéristiques).

- | Différences finies.
- | Méthodes faisant intervenir les R-fonctions.

IV.4 Différentes étapes de la résolution numérique

L’organigramme de résolution du problème considéré est donné par la figure (4.2). Les différentes étapes suivies pour la résolution numérique sont détaillées dans ce qui suit.

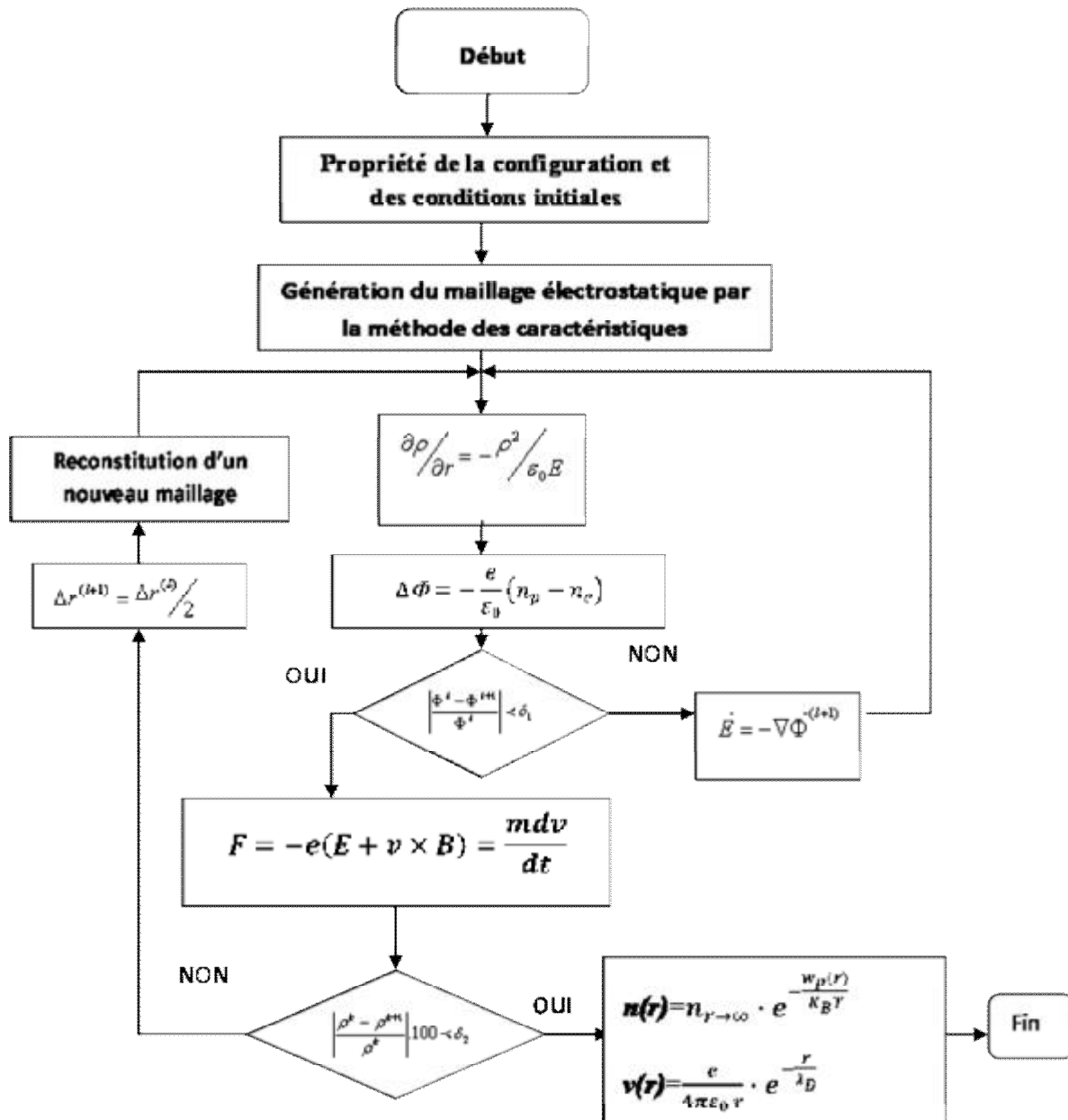


Figure 4.2 Organigramme du programme fil – plan utilisé pour décrire le plasma.

IV.5 Résultats et discussion

Les plasmas sont décrits à l'aide de paramètres physiques tels que la température, la densité, le libre parcours moyen ou la longueur de Debye. Les particules composant un plasma satisfont aux équations électromagnétiques de Maxwell et aux équations de conservation. Sous certaines hypothèses développées, les équations citées précédemment définissent la magnétohydrodynamique (MHD) permettant de décrire les évolutions temporelles et spatiales des grandeurs physique et électrique.

Le modèle numérique permet d'obtenir les variations temporelles et spatiales des paramètres fondamentaux de la décharge comme : les densités des particules chargées, le potentiel, le champ électrique, le courant, l'ionisation, ...etc.

Ce modèle nous donne alors directement accès à une estimation des propriétés microscopiques du plasma.

Les données numériques utilisées sont regroupées dans le tableau (4.1) suivant :

Permittivité diélectrique du vide	$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ F.m}^{-1}$
Constante de Boltzmann	$K_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Charge élémentaire	$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$
Masse d'électron	$m_e = 9,11 \times 10^{-31} \text{ Kg}$
Constante de PLANCK	$h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Nombre d'AVOGADRO	$N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Energie d'ionisation de l'atome de l'Argon	$E_{ion} = 15,7 \text{ eV}$
Masse molaire de l'Argon	$M = 39,9 \text{ g.m}^{-1}$
Constante des gaz parfaits	$R = 8,31 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$
Vitesse de la lumière dan le vide	$c = 3 \times 10^8 \text{ m.S}^{-1}$

Tableau 4.1: Données numériques utilisées

Notre travail consistait à calculer les paramètres essentiels du plasma et plus particulièrement le transport des particules chargées soumis à l'action simultanée d'un champ électrique et un champ magnétique.

IV.5.1 Détermination numérique des lignes de champ

Le tracé des lignes de champ permet d'établir l'allure générale du champ électrique dans une région donnée de l'espace. La ligne de champ représente l'orientation du champ électrique résultant en un point de l'espace. En tout point, le champ électrique résultant est tangent à la ligne de champ passant par ce point. Pour tracer convenablement les lignes de champ, certaines règles s'appliquent :

- ü Les lignes de champ sont continues entre les charges positives et négatives.
- ü Les lignes de champ sont produites par les charges positives et absorbées par les charges négatives.
- ü Le nombre de lignes de champ produites ou absorbées par une charge est proportionnel à la grandeur de la charge.
- ü Une ligne de champ est une courbe tangente en chacun de ses points au vecteur champ en ce point.

On oriente la ligne de champ dans le sens du vecteur champ. Les lignes de champ prennent naissance à la surface des conducteurs de la nappe pour se terminer sur les deux plans mis à la terre. Un ensemble de lignes de champ forme la figure que l'on appelle le "spectre" du champ. La détermination des lignes de champ est basée sur une propriété qui relie le champ et le potentiel : le champ est dirigé suivant la plus grande diminution du potentiel.

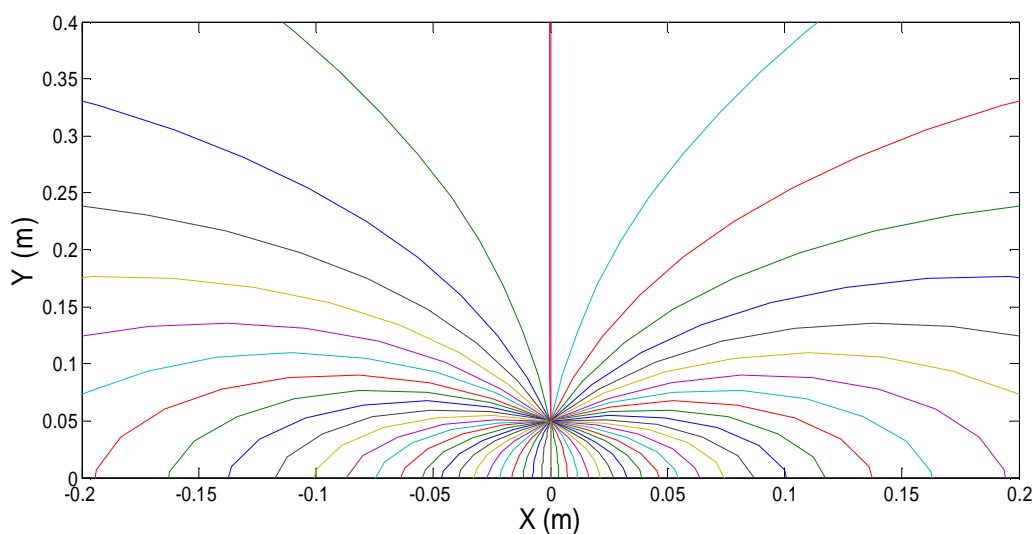


Figure 4.3 Génération des lignes de champ.

L'algorithme du tracé des lignes de champ électrique que nous allons développer s'appuie sur un tracé ligne par ligne. La méthode consiste à partir d'un point origine M_o , à progresser de proche en proche le long de la ligne (figure 4.3). Par itérations successives nous construisons ainsi les points M_1, M_2, \dots, M_n jusqu'à l'atteinte d'un bord [47].

IV.5.2 Détermination numérique des surfaces équipotentielles

Le potentiel d'une charge source donnée peut être représenté graphiquement par des surfaces équipotentielles (lieu de tous les points de même potentiel). Les lignes du champ électrique de cette même charge source sont perpendiculaires aux surfaces équipotentielles, de sorte que la connaissance de l'une des représentations permet de déduire l'autre et vice versa.

Une surface équipotentielle est le lieu des points de l'espace où le potentiel a une valeur donnée. Deux surfaces équipotentielles ne se coupent jamais. Une surface équipotentielle est en chacun de ses points, orthogonale à la ligne de champ passant par ce point.

L'algorithme du tracé des lignes équipotentielles est assez proche de celui des lignes du champ. Une difficulté supplémentaire apparaît néanmoins dans la détermination du point M_o initial sur la ligne. En effet, le potentiel en ce point doit avoir une valeur V_{M_o} bien déterminée. Pour une valeur donnée V_{M_o} du potentiel, les points de départ possibles M_o doivent être recherchés dans toutes les mailles (figure 4.4).

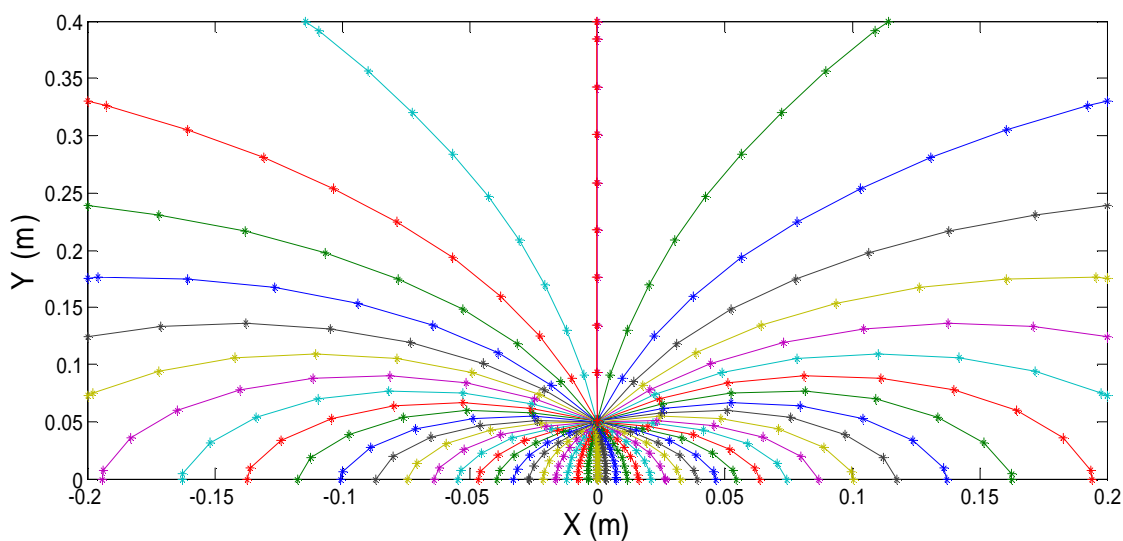


Figure 4.4 Les lignes de champ et les équipotentielles.

IV.5.3 Le maillage

Un maillage est défini par les coordonnées de ses nœuds et la manière dont est défini chaque élément. Tous les éléments ont le même nombre de nœuds. Chaque élément est ainsi défini par la donnée de numéro de nœud. On appellera table de connectivité (ou de topologie) d'un élément la liste de ces numéros. Cette liste est donnée en parcourant les nœuds de l'élément dans le sens trigonométrique. Le maillage de la figure (4.5) est construit à partir des lignes de champ et des contours équipotentiels.

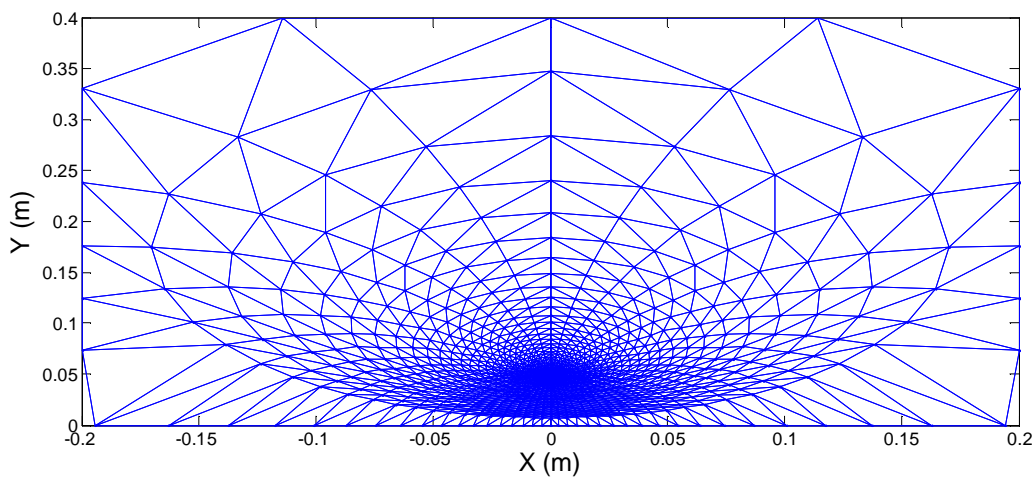


Figure 4.5 Le maillage de la configuration

IV.5.4 Densité de la charge d'espace

Les variations de la densité de charges sont représentées sur la figure (4.6).

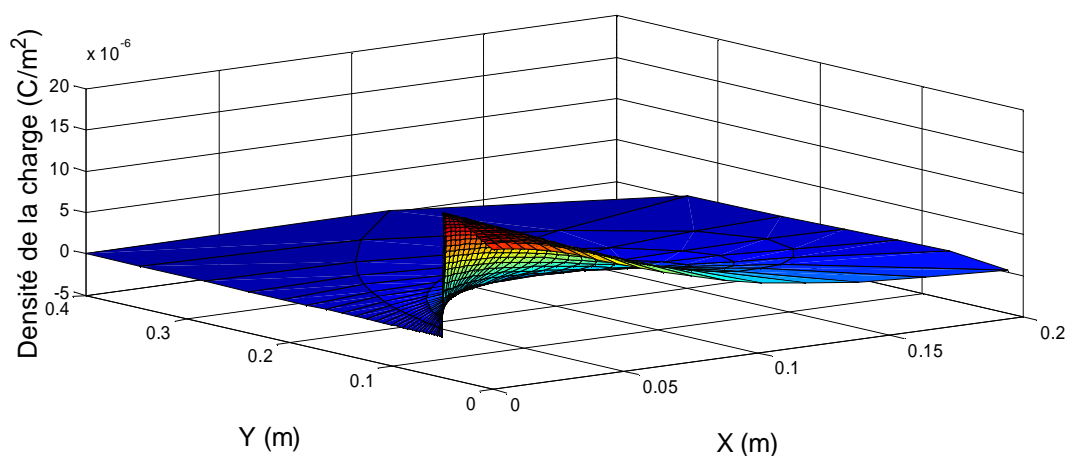


Figure 4.6 Variation de la densité de la charge d'espace pour la moitié du domaine

Un ensemble de particules chargées correspondant à une densité de charge dans un volume est animé d'une vitesse v . Nous avons adapté la méthode des caractéristiques pour déterminer la distribution de la charge d'espace à l'intérieur du modèle géométrique. La densité de charges augmente en fonction de la tension appliquée. Nous constatons que la charge d'espace est maximale dans la zone d'ionisation et décroît dans la direction du plan mis à la terre.

IV.5.5 Le potentiel électrique

Le potentiel d'une charge source, comme le champ électrique qu'elle produit, est une propriété des points de l'espace dans le voisinage et ne dépend que de cette charge source. Le champ électrique d'une charge source peut être décrit soit par une grandeur vectorielle, le champ électrique, soit par une grandeur scalaire, le potentiel. Ces deux notions sont étroitement liées et l'utilisation de l'une ou de l'autre pour résoudre un problème donné n'est, dans la plupart des cas, qu'une question de commodité. Cependant, la nature scalaire du potentiel en fait une notion souvent plus facile à manipuler que le champ électrique (de nature vectorielle) pour l'analyse des systèmes physiques.

Le potentiel électrique en un point (x, y) situé dans le voisinage d'une charge source est donné par le travail pour déplacer à vitesse constante une charge témoin q d'un point de potentiel nul au point (x, y) considéré, divisé par la charge q . La distribution du potentiel électrique entre les deux électrodes actives considérées est représentée sur la figure (4.7).

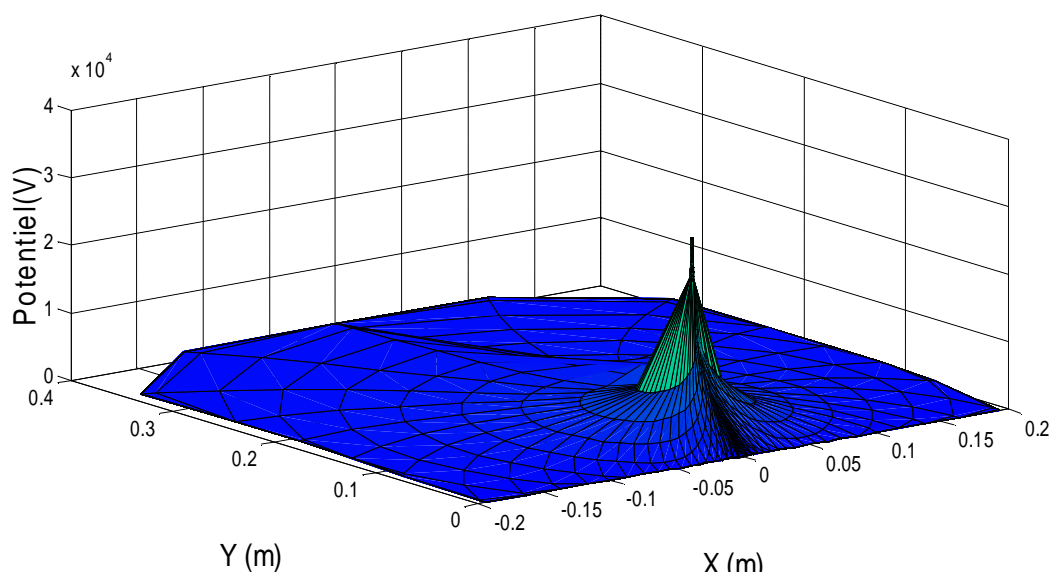


Figure 4.7 Distribution spatiale du potentiel électrique

Sur la nappe le potentiel est égale à la tension appliquée (valeur maximale) et il décroît rapidement jusqu'à une valeur nulle au niveau du plan mis à la terre (valeur minimale).

IV.5.6 Le champ électrique

Pour pouvoir calculer le champ au nœud (i, j) dont i et j sont respectivement le contour équipotentiel et la ligne de champ, un polynôme d'interpolation $P(r)$ d'ordre deux du potentiel calculé aux nœuds $(i-1, j)$; (i, j) et $(i+1, j)$ a été formulé. La variable r est la longueur mesurée le long de la ligne de champ, elle commence de la surface du contour et se termine au nœud d'interpolation.

L'intensité du champ électrique au nœud désiré est obtenue par dérivation du polynôme d'interpolation selon r . En ce qui est des champs aux nœuds à la surface du conducteur et sur le plan et les frontières, ils sont déterminés par extrapolation du polynôme d'interpolation des potentiels. La distribution du champ électrique est représentée sur les figures (4.8 et 4.9).

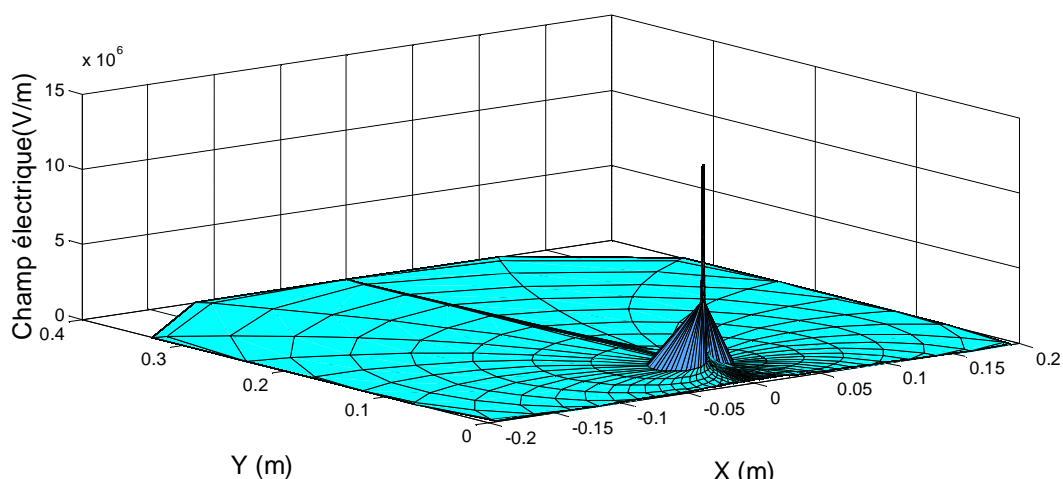


Figure 4.8 Distribution spatiale du champ électrique

Nous constatons que la variation du champ électrique au plan n'est pas linéaire. Sur le fil le champ est intense (zone d'ionisation) et il décroît rapidement vers une valeur minimale aux voisinages du plan (zone de dérive). Nous remarquons aussi que la charge d'espace modifie considérablement le champ électrique. En effet, le champ électrostatique total est créé par toutes les charges.

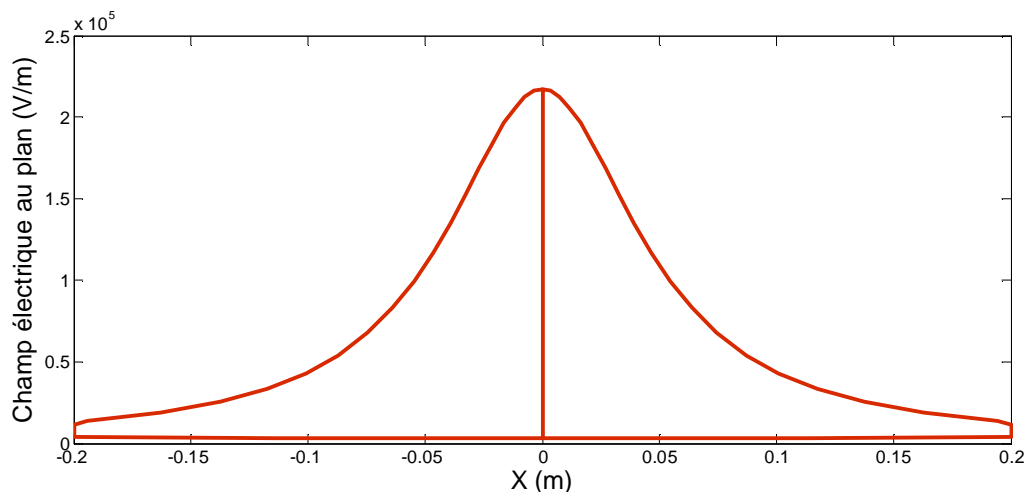


Figure 4.9 Variation du champ électrique au plan

IV.5.7 Mouvement des particules chargées dans un champ électromagnétique

La charge électrique est une source de champ électrique par laquelle chaque charge exerce des forces sur toutes les autres charges. En second lieu, les charges électriques sont soumises à des forces lorsqu'elles sont dans un champ électrique extérieurement imposé. Troisièmement, les charges qui se déplacent relativement aux champs magnétiques également exercent des forces. La force de Lorentz combine commodément les effets électriques et magnétiques pour une charge [48]:

$$F = q(E + v \times B) \quad (4.6)$$

avec q est la quantité de la charge en coulomb; E est le champ électrique en volt par mètre; v est la vitesse en mètre par seconde; \times ici implique le produit vectoriel; B est la densité de flux en teslas. Dans notre cas on va étudier le transport des particules chargées dans un gaz sous les champs électrique et magnétique (longitudinal et transversal), donc la connaissance de la trajectoire entre deux collisions successives sous les forces extérieures est nécessaire. Trois situations distinctes de champ électrique et magnétique uniformes vont être traitées dans ce qui suit :

- Cas d'un champ électrique uniforme et $B = 0$;
- Cas d'un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique;
- Cas d'un champ magnétique parallèle au champ électrique.

a) Cas d'un champ magnétique uniforme ($B = 0$) :

Dans le cas d'un électron, de charge $-e$ et de masse m , en mouvement dans un champ électrique E et magnétique B , la force de Lorentz s'écrit:

$$F = -e(E + v \times B) = \frac{mdv}{dt} \quad (4.7)$$

Pour un champ magnétique $B = 0$ et un champ électrique ($-E // Oz$) les composantes de la force F dans le trièdre directe (x,y,z) s'écrivent :

$$\begin{cases} F_x = m \frac{dv_x}{dt} = 0 \\ F_y = m \frac{dv_y}{dt} = 0 \\ F_z = m \frac{dv_z}{dt} = -eE \end{cases} \quad (4.8)$$

b) Cas d'un champ magnétique transversal ($B \perp E$) :

Comme le champ électrique est supposé anti-parallèle à l'axe Oz ($-E // Oz$) et le champ magnétique est parallèle à l'axe Oy ($B // Oy$) [7] :

$$\begin{cases} F_x = m \frac{dv_x}{dt} = eBv_z \\ F_y = m \frac{dv_y}{dt} = 0 \\ F_z = m \frac{dv_z}{dt} = eE - eBv_x \end{cases} \quad (4.9)$$

Nous avons étudié l'influence du champ électromagnétique sur le mouvement des électrons. Les différentes variations sont représentées sur les figures (4.10 – 4.15).

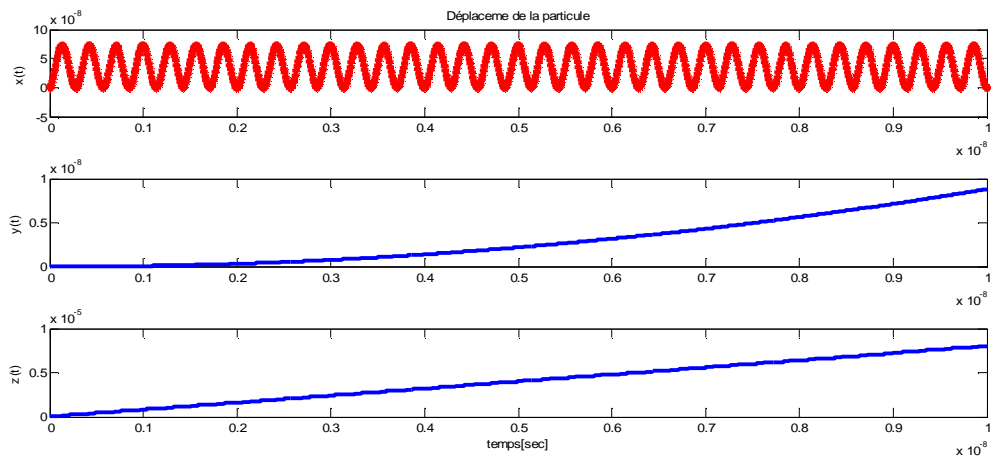


Figure 4.10: Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les ensembles des directions ($E = 0,001$ V/m et $B = 0,125$ T).

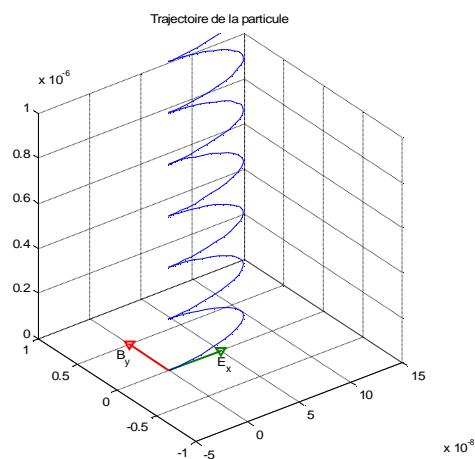


Figure 4.11: Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E = 0,001$ V/m et $B = 0,125$ T)

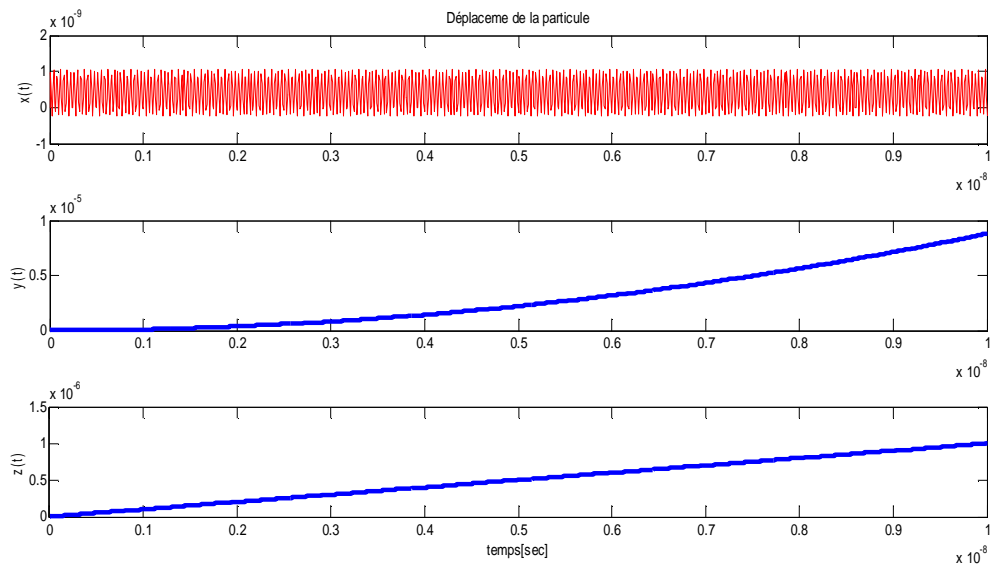


Figure 4.12: Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les l'ensembles des directions ($E = 100$ V/m et $B = 1$ T).

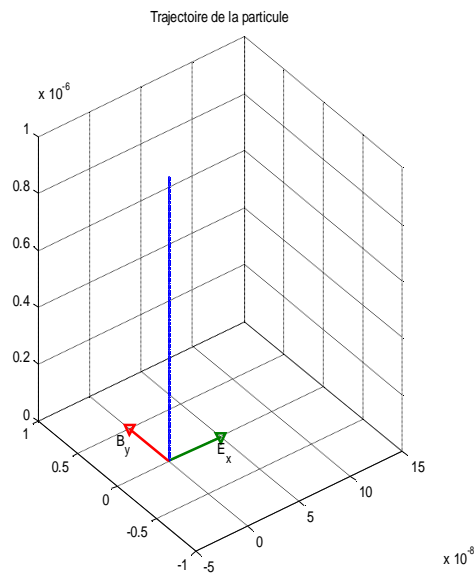


Figure 4.13: Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E = 100$ V/m et $B = 1$ T).

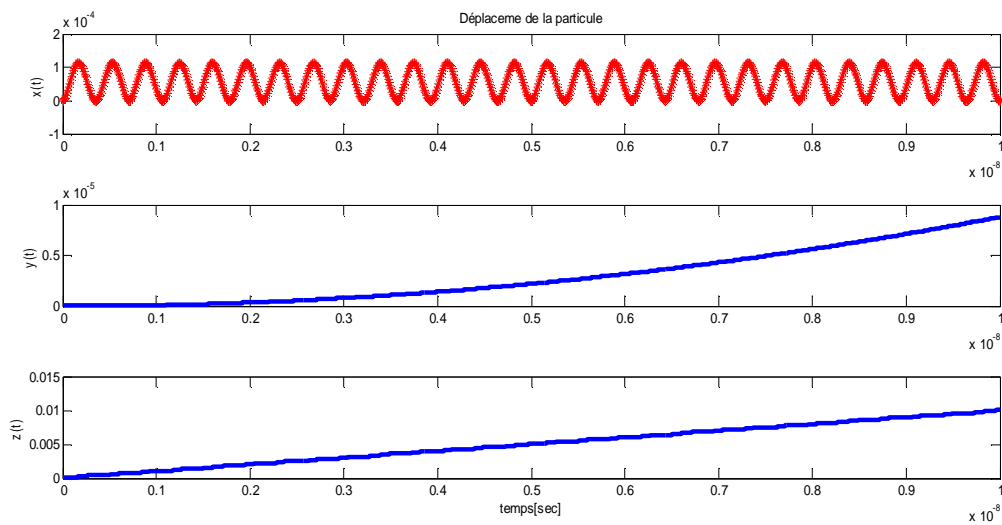


Figure 4.14: Variation de la position des électrons en fonction du temps pour les l'ensembles des directions ($E = 1,01 \cdot 10^{+6}$ V/m et $B = 1$ T)

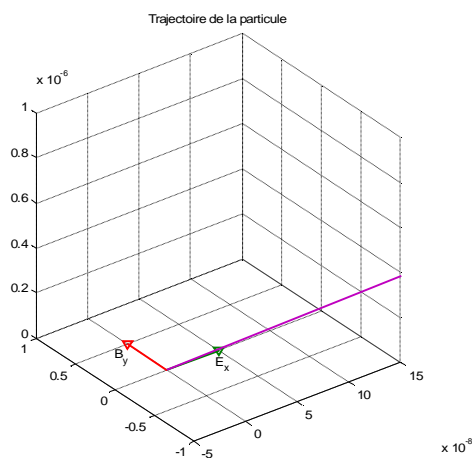


Figure 4.15: Trajectoire des électrons dans l'espace interélectrode ($E = 1,01 \cdot 10^{+6}$ V/m et $B = 1$ T)

Les résultats en présence du champ électromagnétique nous donnent l'évolution des électrons dans une décharge plasma ,la trajectoire de ces dernnières est étudiée selon la force de lents en fonction de champ magnetique B et champ electric E ,lorsque les valeurs de E et B sont de meme ordre alors les mouvements suivent une trajectoire oscillatoire selon l'axe

(oz), quand on augmente les valeurs du champ électrique on observe une trajectoire droite toujours selon l'axe (oz), mais si on donne une valeur de champ électrique très grande par rapport au champ magnétique, dans ce cas l'influence de ce dernier sur le mouvement des électrons est négligeable et la trajectoire est influencée seulement par le champ électrique.

IV.5.8 Synthèse et caractérisation spécifique du plasma étudié

IV.5.8.1 Le degré d'ionisation

Nous constatons que la décharge électrique est un plasma si la condition de la neutralité est respectée :

$$\sum z_j \cdot n_j = 0 \quad (4.10)$$

En milieu microscopiquement neutre nous avons: $n_e = n_i = n$ avec $z=1$

Pour le calcul du degré d'ionisation, nous avons utilisé l'expression suivante :

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + N} \quad (4.11)$$

avec n_e : Densité des électrons ;

n_i : Densité des ions.

N : Densité des neutres.

En pratique, la nature du plasma est donnée comme suit :

- Ø Pour un gaz ionisé on a : $\alpha < 10^{-4}$.
- Ø Plasma faiblement ionisé : $10^{-4} < \alpha \ll 1$.
- Ø Gaz complètement ionisé, qui traduit aussi un plasma : $\alpha = 1$.

IV.5.8.2 Les grandeurs caractéristiques

Un plasma est caractérisé par deux grandeurs primaires et secondaires.

IV.5.8.2.1 paramètres primaires :

Les paramètres primaires permettent de caractériser le plasma :

- ü Production d'espèces : cinétique de réactions.
- ü Décrire les processus dynamiques :
 - | Transport de particules.
 - | Quantité de mouvement.
- ü Quantité d'énergie.

Nous avons essentiellement deux paramètres primaires: la densité et la température.

a) La densité du plasma : n_e, n_i, n_N

On remarque que l'espace interélectrodes est réparti en deux zones :

- | Zone perturbée : $n_e(r) \neq n_i(r)$
- | Zone non perturbée : $n_e(\infty) = n_i(\infty) = n_0 = n$

Pour la détermination de la densité nous avons utilisé l'expression suivante :

$$n = \frac{4\epsilon_0}{e \cdot h^2} |V_{app} - V_s| = 1,1483 \cdot 10^{14} \text{ [Charge/m}^3\text{]} \quad (4.12)$$

ou V_{app} est la tension appliquée ($V = 30 \text{ kV}$) et V_s est la tension seuil.

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$: la charge élémentaire.

Pour calculer la tension seuil, nous utiliserons la formule qui s'applique pour le système fil – plan :

$$V_s = E_s \cdot r_0 \ln \frac{2h}{r_0} = 17,371 \text{ k V.} \quad (4.13)$$

Avec r_0 : le rayon de l'électrode active (fil : $r_0 = 0,2 \text{ mm}$);

H : la distance entre les électrodes (fil-plan) ;

E_s : le champ minimum d'ionisation.

On considère l'intensité du champ de la décharge couronne dans laquelle se trouve la particule c'est-à dire une valeur plus grande que l'intensité initiale ou critique E_s du champ. E_s dépend du rayon du conducteur r_0 et de la densité relative de l'air δ . Peek propose la formule suivante :

$$E_s = 31 \cdot 10^{+5} \cdot \delta \left[1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta \cdot r_0}} \right] = 7,061456 \cdot 10^{+7} \text{ V/m} \quad (4.14)$$

où $\delta = \frac{p \cdot 293}{1013 \cdot (273 + T)}$ (4.15)

Pour les conditions normales de pression ($p=1 \text{ bar}$) et de température $T=25^\circ \text{ C}$, on a $\delta=1$.

Remarque : décharge au laboratoire :

$$n_e (\text{m}^{-3}) \cong 10^{16} \div 10^{20}$$

$$\log n_e (\text{cm}^{-3}) \cong 14 \div 15$$

La vitesse des ions :

Les variations de la vitesse sont représentées sur la figure 4.16 suivante :

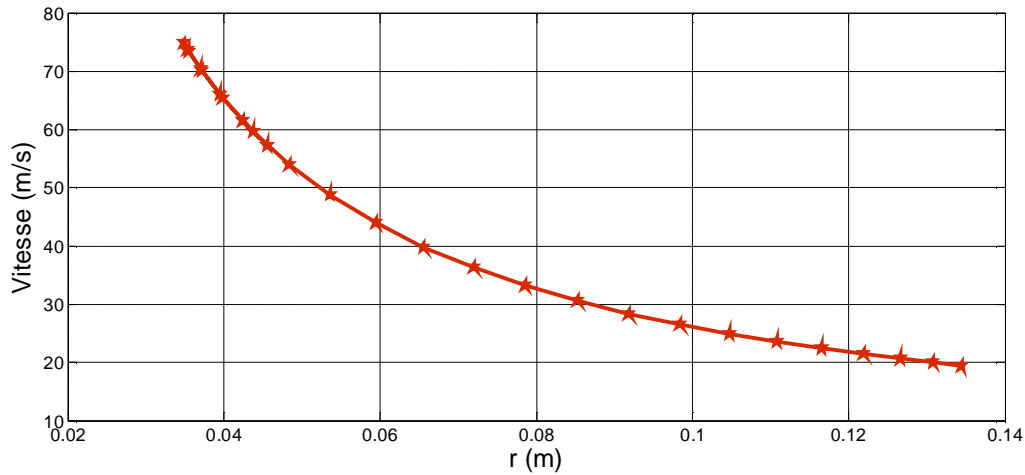


Figure 4.16 : Variation de la vitesse le long de la dixième ligne de champ.

On peut calculer la vitesse des ions par l’expression suivante :

$$v_i = \mu \cdot E(r) \text{ [m/s].} \tag{4.16}$$

Avec : $\mu = 1.85 \cdot 10^{-4} \text{ [m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}\text{]}$ est la mobilité ionique.

Le champ dans la couronne a pour expression:

$$E(r) = E_s \cdot \frac{r_0}{r} \tag{4.17}$$

avec $r = \sqrt{X^2 + Y^2}$ (Discrétisation du domaine de calcul)

b) La température du plasma : T_i, T_e, T_N

Dans le cas de décharge au laboratoire nous avons :

$$T_e \approx 10^4 \text{ [k]}, T_g \approx 10^2 \text{ [k]}, T \approx 1 \text{ ev.}$$

On distingue les types de plasma suivant la température :

Ø Plasmas chauds : on les trouve dans les étoiles, soleil, ...
 $T_e = T_i \approx 20 \cdot 10^7 \text{ k (20 keV)}$

Ø Plasmas froids à l’Equilibre Thermodynamique Local (ETL) : sont très collisionnels :

$$T_i \approx T_e = T_g = 20000 \text{ k (2 eV). comme par exemple : Arcs, torches, ...}$$

Ø Plasmas froids Hors Equilibre Thermodynamique Local (HETL) : sont peu collisionnels :

$$T_e \approx 30000 \text{ k} \gg T_i = T_g = 300 \text{ kV}.$$

IV.5.8.2.2 Les paramètres secondaires :

Les paramètres secondaires permettent de définir le régime de fonctionnement du plasma :

- Ø Processus lents ou rapides ?
- Ø Quelles approximations sont possibles ?
- Ø Quelle approximation utiliser pour l'étude de plasma ?

a) Pulsation plasma :

La pulsation est proportionnelle à la concentration de particules chargées :

$$w_p = f(n) \tag{4.18}$$

Pour la décharge du laboratoire : $w_p (s^{-1}) \cong 10^9 \div 6 \cdot 10^{11}$

Il ya deux types de pulsation plasma :

- ü w_{pe} : pulsation plasma électronique.
- ü w_{pi} : pulsation plasma ionique.

D'après la loi fondamentale de la dynamique du mouvement, nous avons :

$$f = m \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -eE \tag{4.19}$$

Alors la fréquence propre d'oscillation est donné par :

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + w_p^2 \xi = 0 \Rightarrow w = \sqrt{\frac{n_0 \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0}} = 56400 \sqrt{n} \text{ cm}^{-1} = 6,8685 \cdot 10^{11} \text{ rad/s} \tag{4.20}$$

Le temps de rétablissement d'équilibre (neutralité) du plasma est donné par :

$$\tau_p = \frac{1}{w_p} = 1,4559 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}. \tag{4.21}$$

La fréquence du plasma électronique peut être calculée par :

$$f_{ep} \cong 9000 \left(\frac{1}{\sqrt{n_0}} \right) \tag{4.22}$$

La fluctuation en densité par rapport à l'équilibre des ions est donnée par les expressions suivantes :

$$E(r, t) = E_e(r) \cdot e^{-i\omega t} \tag{4.23}$$

$$\nabla E = \frac{e}{\epsilon_0} \rho = \frac{e}{\epsilon_0} (n_{i0} - n_0) \quad (4.24)$$

b) Longueur de Debye :

La longueur de Debye est proportionnelle à la concentration de particules chargées et à la température, donc :

$$\lambda_D = f(n, T) \quad (4.25)$$

Il ya deux types de longueur de Debye dans un plasma :

• λ_{De} : longueur de Debye électronique.

• λ_{Di} : longueur de Debye ionique.

Pour les décharges du laboratoire : $\lambda_{De} (m) \cong 10^{-4} \div 7 \cdot 10^{-7}$

IV.5.8.3 Distribution en vitesse de Maxwell

La distribution en vitesse de Maxwell est donnée par l'équation (4.24) suivante:

$$f(w) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mw^2}{2k_B T}} \quad (4.26)$$

avec : m est la masse de ion ou électron ;

k_B : constante de Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ j.K}^{-1}$.

Si $m=39,948 \text{ g/mol}$ on trouve : $f(w) = 2,1172 \cdot 10^{14} \cdot e^{-5.7895W^2}$

La condition de normalisation est donnée par:

$$n = \iiint f(w) d^3w = \int_0^\infty [4\pi n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \cdot w^2 \cdot e^{-\frac{nw^2}{2k_B T}}] dw \quad (4.27)$$

Quand $r \rightarrow \infty$, nous avons :

$$n(r) = n_{r \rightarrow \infty} \cdot e^{-\frac{w_D(r)}{K_B T}} \quad (4.28)$$

Les variations de la fonction de distribution sont représentées sur la figure 4.17 suivante :

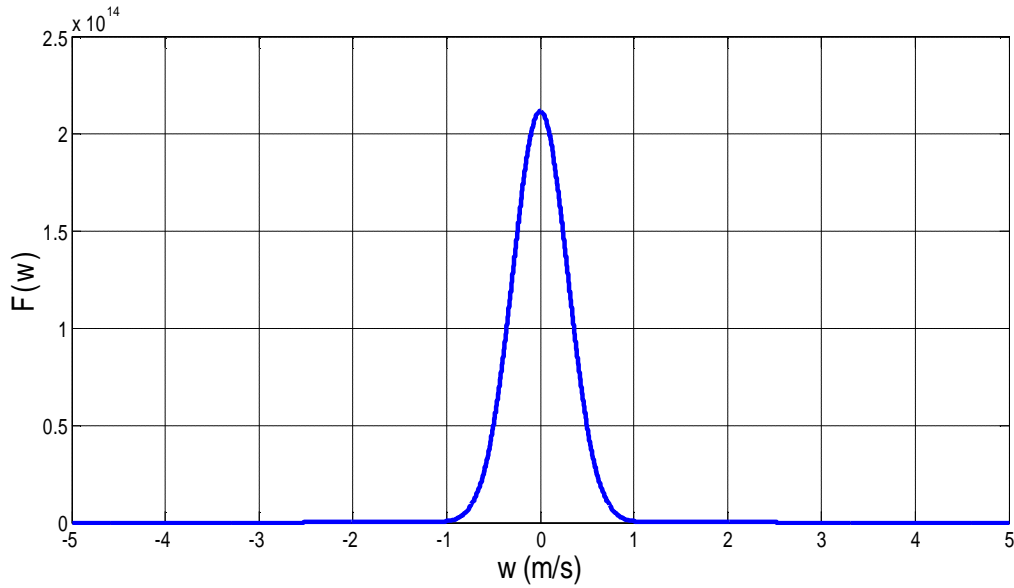


Figure 4.17 : Variation de la fonction de distribution en fonction de la vitesse.

IV.5.8.4 Distribution de Boltzmann

Nous avons pour ce cas :

$$n_i(r) = n_{i\infty} \cdot e^{\frac{eV(r)}{k_B T_i}} \tag{4.29}$$

$$n_e(r) = n_{e\infty} \cdot e^{+\frac{eV(r)}{k_B T_e}} \tag{4.30}$$

avec : $v(r) = \frac{Q}{4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$ et $Q = 3.0213 \cdot 10^{-7} C$.

Pour la neutralité du plasma à l'extérieur de la zone perturbée, nous avons :

$$n_{ie\infty} = n_0 = n$$

$$\nabla E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \tag{4.31}$$

$$E = -\nabla v$$

À partir des équations précédentes, nous avons :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dv(r)}{dr} \right) = \frac{e}{\epsilon_0} [n_i(r) - n_e(r)] \tag{4.32}$$

$$\text{avec } v(r) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 r} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \tag{4.33}$$

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{Di}^2} + \frac{1}{\lambda_{De}^2} \tag{4.34}$$

La distribution du potentiel en fonction de longueur de Debye est représentée sur la figure 4.18 suivante :

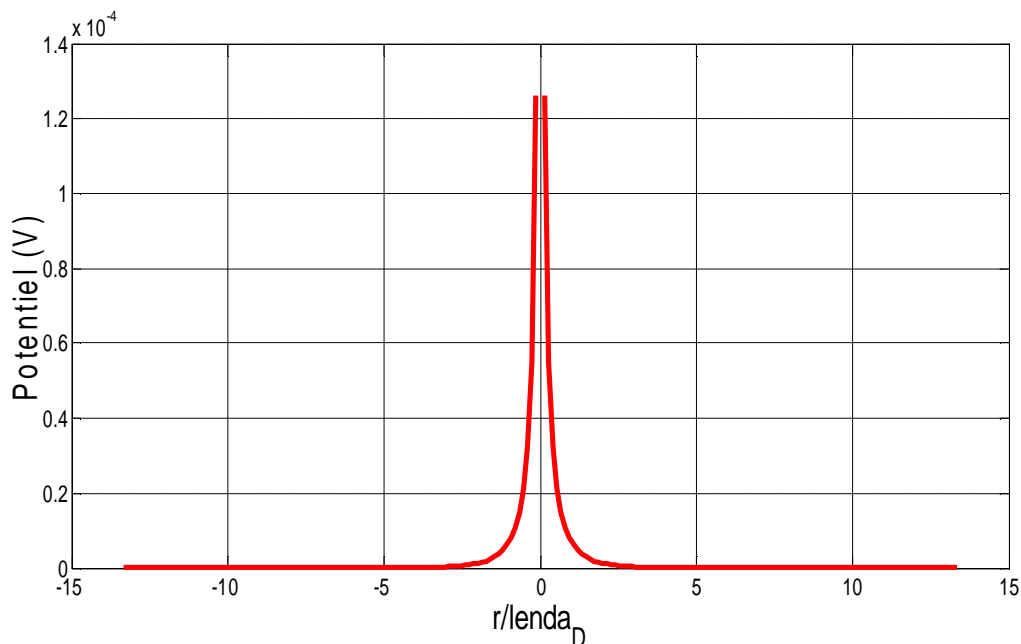


Figure 4.18 : Distribution du potentiel en fonction de la distance et en fonction de la longueur de Debye.

On peut calculer les valeurs de La longueur de Debye par l'équation (4.33) suivante :

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 \cdot k_B \cdot T}{n_e \cdot e^2} \right]^{1/2} = 743 \left[\frac{T}{n_e} \right]^{1/2} \quad (4.35)$$

Tell que : T est en eV, n_e est en cm^{-3} .

On a pour : $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $T = 1 \text{ eV}$, $\lambda_D = 75 \mu\text{m}$.

IV.6 Conclusion


Le modèle numérique que nous avons développé dans ce chapitre est élaboré dans le but de calculer les différents paramètres caractérisant la décharge plasma en géométrie fil - plan. La fonction potentielle est déterminée à l'aide de sa formule de définition et par intégration. Il est intéressant de la considérer comme solution de l'équation de Poisson, assortie des conditions aux limites spécifiques du problème considéré.

Les résultats obtenus par le modèle numérique sont très satisfaisants et sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux des travaux antérieurs. Le principe de calcul est la résolution itérative et simultanée des équations gouvernant la décharge plasma.

Quand la charge est dans un gaz, elle entre en collision à plusieurs reprises avec des particules du milieu, ce qui provoque des changements aléatoires de direction. Mais, si les

composantes aléatoires de la vitesse s'annulent et il ne reste qu'une vitesse moyenne constante, appelée vitesse d'entraînement dans la direction du champ. Le concept de densité de courant créé par un nuage de particules chargées en mouvement est quelque fois utile pour étudier la théorie du champ électromagnétique.

*Conclusion
générale*



La physique des plasmas est un domaine très vaste à fort potentiel. La connaissance des plasmas ouvre des perspectives dans des domaines allant de l'aéronautique à la Chirurgie médicale en passant par l'éclairage. La connaissance du système solaire ainsi que de l'univers passe par la compréhension des plasmas. À la physique de l'espace, s'ajoute un des sujets de recherche les plus actifs actuellement : la production d'énergie par fusion thermonucléaire. En effet, le Soleil libère son énergie en fusionnant des noyaux d'hydrogène (protons) pour produire de l'hélium, mais cette réaction de fusion thermonucléaire exige des températures et des pressions extrêmement élevées. Les efforts des chercheurs se concentrent sur la production d'une telle réaction dans un champ magnétique intense qui permet au gaz de ne pas toucher le récipient qui le contient et donc de conserver sa chaleur. À ces deux domaines s'ajoute, mais aussi dans de nombreuses nouvelles technologies de traitement de surfaces comme l'implantation ionique. Par ailleurs, le développement de la physique des plasmas, a permis la découverte de nombreuses applications technologiques telles que les lampes à néon, les télévisions à écran plasma, les écrans plasmas, ainsi que tous les composants électroniques nécessitant un traitement de surface par un plasma (dépôt, gravure, implantation ...). Dans la micro électronique, plus de 50% des étapes de fabrication des microprocesseurs utilisent les plasmas. La stérilisation par plasma en post-décharge est une suite de différents mécanismes permettant de tuer des spores bactériennes grâce aux diverses espèces actives formées dans une décharge électrique (plasma). L'intérêt croissant pour le traitement des gaz de l'air comme les gaz nuisibles à l'environnement ouvre une nouvelle perspective à l'utilisation des plasmas à la pression atmosphérique. À de telles pressions, le plasma se contracte transversalement et le volume ainsi occupé devient petit par comparaison à celui de l'enceinte à décharge. La luminosité de la colonne de plasma devient aussi très importante. En plus de ces changements d'état macroscopiques, les propriétés microscopiques du gaz sont fortement affectées: baisse de la température électronique et augmentation de la densité électronique et de la température du gaz. Cependant, dans le cas des arcs stabilisés la contraction empêche le plasma d'entrer en contact avec la paroi et de l'endommager à cause de la température élevée du gaz.

Diverses conditions opératoires du plasma (débit de gaz, pression, puissance transmise, température du substrat, nature de l'enceinte, géométrie du réacteur, diamètre du tube à décharge) peuvent être étudiées afin d'atteindre ces objectifs. Plusieurs études ont été menées afin de paramétrer ce phénomène de contraction en fonction de la pression, de la température et du courant dans la décharge. Lorsque la pression du gaz varie entre une dizaine

et quelques centaines de torrs, pour une valeur fixe du courant dans la décharge, la contraction radiale de la colonne de plasma devient de plus en plus importante que la pression augmente. Ainsi, il existe une valeur critique de la pression pour laquelle on passe de l'état diffus à l'état contracté. Les causes physiques qui sont à l'origine du phénomène de contraction diffèrent suivant les théories.

Nous voulons donc comprendre et analyser ce phénomène physique. Ainsi, en plus de l'influence de la pression et de la température, nous pouvons étudier la contraction des plasmas en fonction: du rayon de l'enceinte à décharge, de la fréquence d'excitation et de la nature du gaz. Le diagnostic de ces plasmas peut se faire par plusieurs méthodes.

Le développement des études expérimentales ou théoriques sur les plasmas, que ce soit les plasmas de fusion contrôlée, les plasmas astrophysiques et géophysiques, ou les plasmas froids, s'est accompagné d'efforts importants dans le domaine de la simulation numérique. Les outils de simulation numérique, dont la complexité est du même ordre que ceux utilisés en météorologie pour la prévision du temps, ont recours aux ordinateurs les plus efficaces en termes de rapidité de calcul ou de volume des informations traitées. Il existe principalement deux types d'outils numériques d'étude des plasmas, correspondant aux deux modes de description, description fluide et description cinétique. Dans un cas comme dans l'autre, on cherche à modéliser l'évolution temporelle d'un plasma dont on se donne la configuration initiale. Les outils de simulation utilisant une description fluide sont proches des outils utilisés en hydrodynamique des gaz ou des liquides.

Identification of corona current-voltage characteristics in electrostatic precipitator using least squares method

H. Nouri^{1,2*}, A. Mehdaoui¹, M. Aissou² and Y. Zebboudj²

¹Department of Electrical Engineering, University of M'sila, 28000, Algeria

²Laboratoire de Génie Electrique de Béjaia (LGEB), Université of Bejaia, Algeria

* E-mail : nouri_hamou@yahoo.fr

Abstract: This paper aims to analysis the behavior of DC corona discharge in wire-to-plane electrostatic precipitators (ESP). Several design parameters have been taken into consideration especially the numbers of active electrodes and their diameter. Current-voltage curves are particularly analyzed. Experimental results show that discharge current is strongly affected by the applied voltage and the active electrode diameters.

The proposed method of current identification is to use the method of least squares. Least squares problems that of into two categories: linear or ordinary least squares and non-linear least squares, depending on whether or not the residuals are linear in all unknowns. The linear least-squares problem occurs in statistical regression analysis; it has a closed-form solution. A closed-form solution (or closed form expression) is any formula that can be evaluated in a finite number of standard operations. The non-linear problem has no closed-form solution and is usually solved by iterative.

Keywords— Electrostatic precipitator, Current-voltage characteristics, identification, Least squares method

I. INTRODUCTION

Electrostatic Precipitators (ESP) are used with success to reduce the emissions of smoke, fumes and dust, playing an important role to maintain a clean environment and to improve the air quality [1]. They are able to remove more than 99 % of the particulates from the flue gas in terms of mass [2]. In these systems, particles are typically charged by the ions produced by a DC corona discharge. AC or dielectric barrier discharges are also efficient if the appropriate frequency is used [3]. The electrically charged particles are then driven by the Coulomb forces due to the electric field present in the inter-electrode gap. Their migration towards the collecting electrodes is also affected by the viscous forces associated with the fluid flow and the ionic wind [4-7].

The major difference between wet and dry ESPs is that the charged particles, on arriving at the collecting electrodes, are removed by a flushing liquid (usually water) instead of mechanical rapping [8]. In the case of humid gases, sticky or low electrical resistivity particles, wet ESP are used with success to control fine particle emissions [9]. Some aspects of this effect require

further investigations in order to validate a realistic mathematical model of the physical phenomena, as an essential step towards the accurate numerical simulation of the electrostatic precipitation process.

The main objective of this investigation is to quantify the model parameters effect in the ESP performance Process Dynamics and Control: Modeling for Control and Prediction is a comprehensive introduction to the subject divided in three broad parts. The first part deals with building physical models, the second part with developing empirical models and the final part discusses developing process control solutions. The paper takes an approach to the subject by looking at both physical and empirical modeling.

System identification is an important approach to model dynamical systems and has been used in many areas such as chemical processes [1], and electrical engineering [2]. Several methods have been developed for system identification, e.g., the least squares methods [3], gradient based methods [4], the maximum likelihood methods [5] and the step response based method [6,7]. Some useful techniques are used in system identification.

The term least squares describes a frequently used approach to solving over determined or inexact systems of equations in an approximate sense. Instead of solving the equations exactly, we seek only to minimize the sum of the squares of the residuals. The least squares criterion has important statistical interpretations. If appropriate probabilistic assumptions about underlying error distributions are made, least squares produces what is known as the maximum-likelihood estimate of the parameters. Even if the probabilistic assumptions are not satisfied, years of experience have shown that least squares produce useful results.

The computational techniques for linear least squares problems make use of orthogonal matrix factorizations.

II. EXPERIMENTAL SETUPS

To lead our experimental study, we have achieved a wires - planes system of electrodes, as shown in Fig.1. The ESP based on a DC corona, consists of two parallel electrodes (stainless steel plates, 200-mm-length and 100-mm-width in x-direction and z-direction, respectively). Both parallel electrodes are grounded. The high voltage electrodes consist of a stainless steel

wires with different diameters (0.2, 0.3, 0.41, 0.61 and 0.81 mm) parallel to z-axis midway between the grounded electrodes. The distance between both grounded plates is equal to 100 mm.

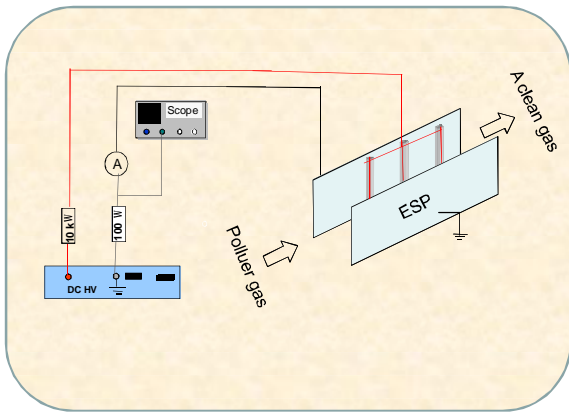
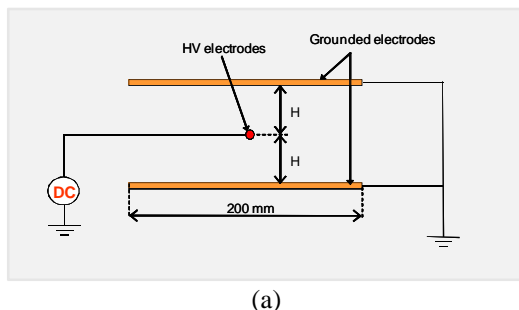


Fig. 1 Experimental set up

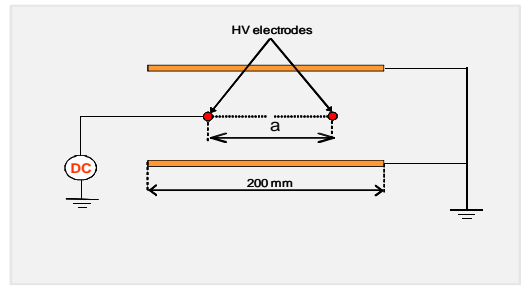
The schematic representations of the wire-to-plane ESP used in this investigation are shown in Fig. 2. In the first ESP (called 1W-ESP, Fig. 2a), only one wire is connected to the high voltage. However, the second configuration (called 2W-ESP, Fig. 2b) uses 2 similar wires. The distance between two successive wires is set to 40 mm or 80mm. The third configuration (called 3W-ESP, Fig. 2c) uses 3 similar wires to create the corona discharges. The distance between two successive wires is set to 40 mm.

In this study the two DC high voltage polarities were used (positive and negative). The high voltage was applied by a DC power supply (SPELLMAN SL 150, ± 40 kV; ±3.75 mA) with an accuracy of 0.1 kV. The power supply was protected by a ballast resistor of 10kΩ. The time-averaged current was measured using a digital millimeter (METERMAN 37 XR, accuracy ≈1μA).

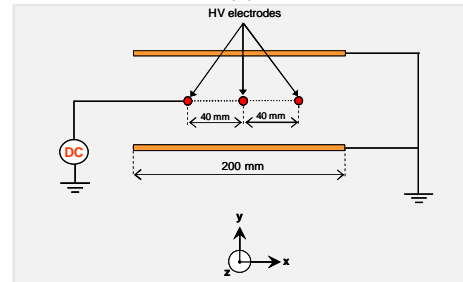
The current-voltage curves represent the average of three series of measurements.



(a)



(b)



(c)

Fig. 2. Laboratory ESP configurations: (a) 1W-ESP, (b) 2W-ESP and (c) 3W-ESP.

III. PROPOSED METHOD OF ANALYSIS

The method of least squares assumes that the best-fit curve of a given type is the curve that has the minimal sum of the deviations squared (least square error) from a given set of data [10 – 13].

Suppose that the data points are $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$ where x is the independent variable and y is the dependent variable. The fitting curve $f(x)$ has the deviation (error) d from each data point:

$$\begin{cases} d_1 = y_1 - f(x_1) \\ d_2 = y_2 - f(x_2) \\ \dots\dots\dots \\ d_n = y_n - f(x_n) \end{cases} \quad (1)$$

According to the method of least squares, the best fitting curve has the property that:

$$\sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i)]^2 \quad (2)$$

A. Algorithm of least squares method (linear models)

Perform a set of n measurements of input and output of the process. The n sets (x_i, y_i) being given (with their weight w_i) [13].

1- Propose a model in other words define the functions $f_j(x)$ component model:

$$y_i^* = \sum_{j=1}^m c_j f_j(x_i) \quad (3)$$

2- Calculate the terms:

$$a_{kj} = \sum_{i=1}^n f_j(x_i) f_k(x_i) w_i, \quad k = 1, m; j = 1, m \quad (4)$$

$$b_k = \sum_{i=1}^n w_i y_i f_k(x_i) \quad (5)$$

3- Solve the linear system symmetric matrix:

$$\sum_{j=1}^m a_{kj} c_j = b_k \quad (6)$$

B. Measuring the quality of an approximation

When we approximate a set of numerical data $\{y(x_i)/i=1,n\}$ by an analytic function $y^*(x_i)$, that is to make a good approximation. We believe that $y - y^*$ must be small in some sense. The distance between the real function y and its model y^* can be measured by the least-square norm

$$\|y - y^*\|_{2,w} = \sum_{i=1}^n (y_i - y_i^*)^2 w_i; w_i \geq 0; i=1, n. \quad (7)$$

The error committed at point i by approximating the measured y_i by y_i^* is written as follows

$$e_i = y_i - y_i^* = y_i - \sum_{j=1}^m c_j f_j(x_i) \quad (8)$$

This system of n equations at unknown $(n+m)$ ($c_j; j=1,m; e_i=1,n$) has infinitely many solutions.

Among these solutions, we use define that with supers making minimum quality scalar

$$Z = \sum_{i=1}^n e_i^2 w_i \quad (9)$$

It aims to minimize Z by setting the parameter values (c_1, \dots, c_m) in a condition that

$$\frac{\partial Z}{\partial c_k} = 0 \quad : \text{ is a linear system to solve.} \quad (10)$$

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. The current-voltage characteristics

All measurements were made in an air-conditioned laboratory, where the temperature was maintained at 22°C, the pressure was maintained at 750 torr and relative humidity was maintained at 50% (The physical parameters of air are regularly controlled).

Figures 3 and 4 show the current-voltage characteristics obtained with the ESP for both voltage polarities. Obviously, the discharge current increases gradually as the applied voltage increases. In addition, the discharge current is higher with negative polarity for a given voltage, which is due to the difference in apparent mobility of charge carriers [8, 13]. This phenomenon is attributed to the fact that in the cathode corona case higher electron emission and faster formation of avalanches.

This Section is used to investigate the effect of corona wire radius on the ESP current voltage characteristics. The results indicate that better current is obtained with thinner corona wires under the same average electric field (or applied voltage). Similar

discharge behavior is observed in the case of 1W-ESP, 2W-ESP and 3W-ESP (Figs. 3a-3c, 4d-4f).

However, current magnitude with three wires is lower than three times the current magnitude with one wire:

$$\begin{cases} I_1 \text{ wire} < I_3 \text{ wires} < 3 \times I_1 \text{ wires} \\ I_1 \text{ wire} < I_2 \text{ wires} < 2 \times I_1 \text{ wires} \\ I_2 \text{ wire} < I_3 \text{ wires} < 3/2 \times I_2 \text{ wires} \end{cases} \quad (11)$$

This is due to the electric field interaction between successive high voltage wires. In fact, the distance between the wires is lower than the interelectrode gap.

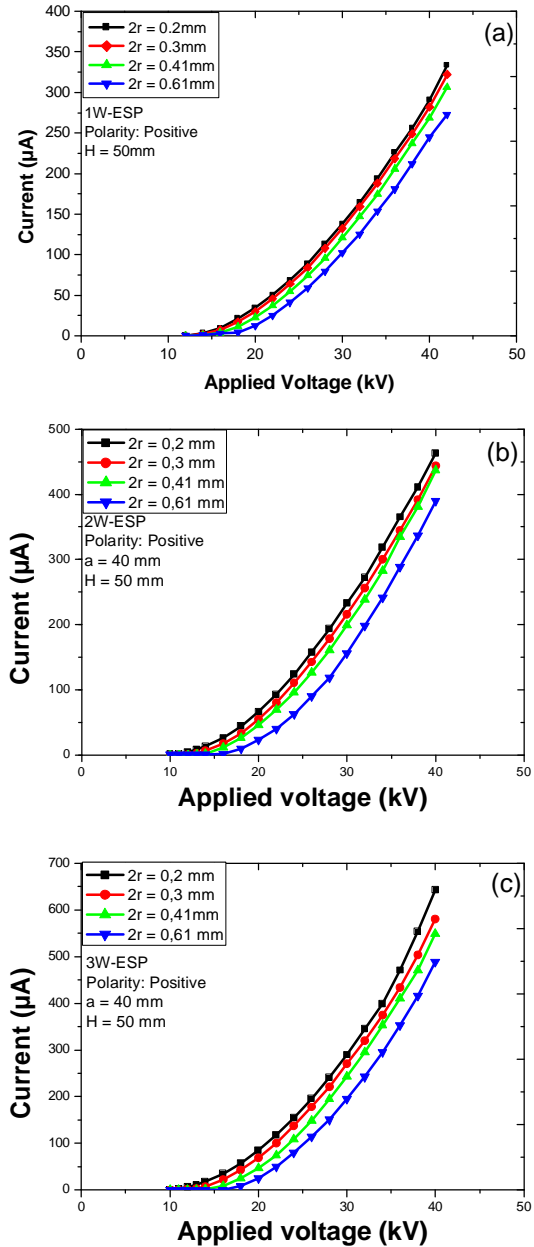
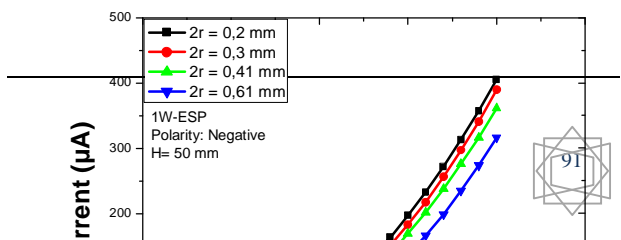


Fig. 3 Current-voltage characteristic of positive corona: (a) 1W-ESP, (b) 2W-ESP, (c) 3W-ESP



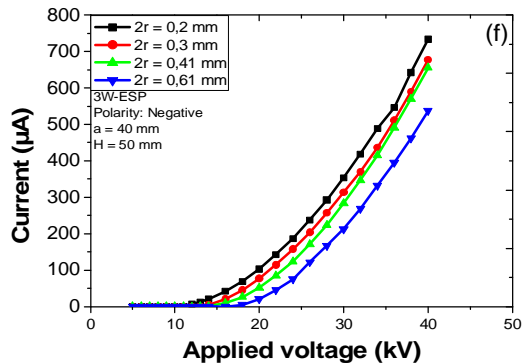
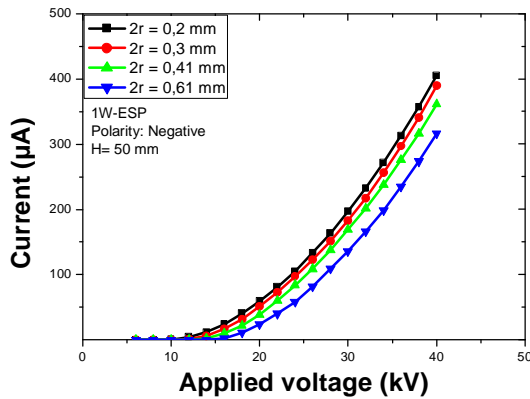


Fig. 4 Current-voltage characteristic of negative corona: (d) 1W-ESP, (e) 2W-ESP, (f) 3W-ESP

B. Corona onset voltage

The time-averaged discharge current, which crosses the inter electrode gap is a non-linear function of the applied voltage. Fig. 5 shows the evolution of V_s against the wires radius for both high voltage polarities. The voltage necessary to overcome this critical field strength, however, is set by the complete configuration of discharge and collecting electrodes. One can observe that corona onset voltage is higher in the case of 3W-ESP and especially for negative polarity. Whatever the case, V_s increases with the electrode diameters.

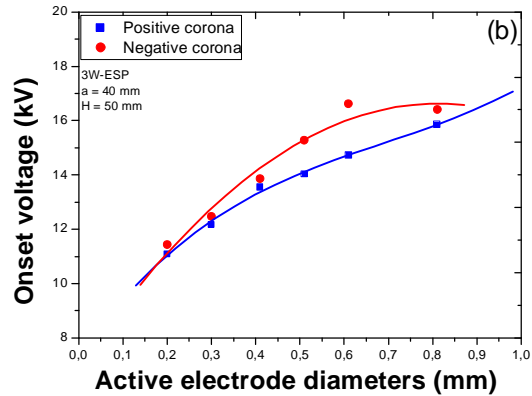
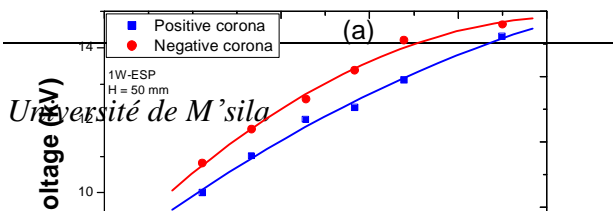


Fig.5 Variation of corona onset voltage with active electrode diameters: (a) 1W-ESP, (b) 3W-ESP

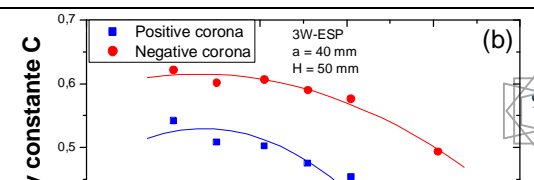
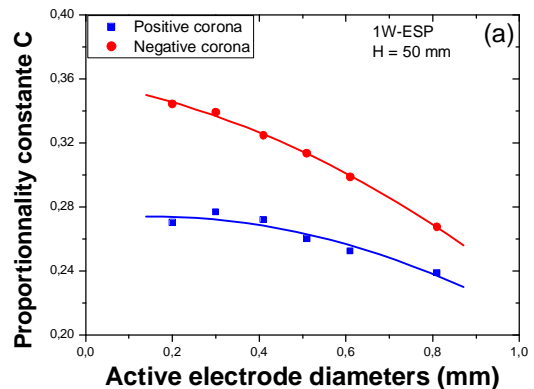
C. The mobility of the charge

A simple empirical relationship between current (I) and voltage (V) is generally used [14]. It is expressed by:

$$I = CV(V - V_s) \quad (12)$$

Where V_s is the corona onset voltage and C is a constant that depends on the electrode configuration and the mobility of charge carriers. The constant C , which is proportional to the apparent mobility of the charge carriers, is lower in the case of positive polarity. Furthermore, it seems that the apparent mobility decreases with the electrode diameters.

Fig. 6 shows the evolution of C in different conditions of active electrode and ESP proprieties.



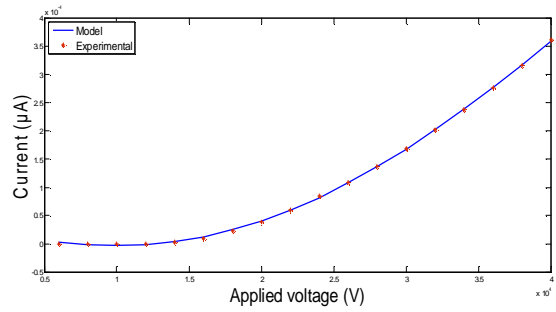


Fig.7 Comparison of model with experimental

Fig.6 Variation of C-constant with active electrode diameters: (a) 1W-ESP, and (b) 3W-ESP

D. Procedure to determine the best fit line to data

For this part we will consider only the case when the diameter $2r = 0.41$ mm for the negative polarity. The basic problem is to find the best fit $y_M = \sum_{i=1}^m c_i f_i(x)$ given that, for $m \in \{1, \dots, n\}$, the pairs (x_n, y_n) are observed. Table 1 shows the different parameters calculated by least squares method [15]:

$$S^2 = \frac{e'e}{n-m} \quad (13)$$

: is the estimator of the variance

$$S = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n e_i^2 \quad (14)$$

$$e = y_{\text{experimentale}} - y_m \quad (15)$$

$$z = e'we : \text{modeling error} \quad (16)$$

And w : weighting ($0 \leq w \leq 1$).

Table1: Influence of order m on the error

m	z	S ²
2	2.4815×10 ⁻⁸	1.5509×10 ⁻⁹
3	1.5398×10 ⁻¹⁰	1.0265×10 ⁻¹¹
4	7.1211×10 ⁻¹¹	5.0865×10 ⁻¹²
5	6.0873×10 ⁻¹¹	4.6825×10 ⁻¹²

We find that the process stabilizes, so you can use the model to $3 \leq m \leq 5$:

$$y_m = \langle 3,34 \cdot 10^{-5} - 6,91 \cdot 10^{-9} X + 2,69 \cdot 10^{-9} X^2 + 6,65 \cdot 10^{-18} X^3 - 9,93 \cdot 10^{-23} X^4 \rangle$$

Variations the model and experimental result are shown in following figures (7 & 8)

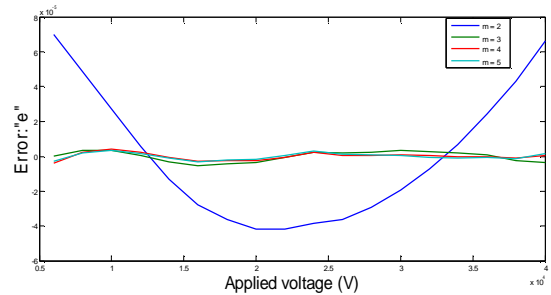


Fig.8 Influence of order m on the error

IV. CONCLUSIONS

In this paper, the effect of geometry on a dc corona discharge behavior in wire-to-plane electrostatic precipitator has been discussed. Several design parameters have been taken into consideration especially the numbers of active electrodes and their diameter.

The electrostatic precipitator current voltage is identified by least squares method. The comparison of the experimental and numerical values confirms the convenience of the identification method.

Corona onset voltage, which is higher with three wires construction and thicker ones, increases with increasing the diameters of wires. The constant C, representing the apparent mobility of the charge carriers, decreases with the electrode diameters.

REFERENCES

[1] A. Mizuno, Electrostatic precipitation, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 7 (2000), pp. 615-624.
 [2] J. S. Chang, Next generation integrated electrostatic gas cleaning systems, J. Electrostat. 57 (2003), pp. 273-291. K. Elissa, "Title of paper if known," unpublished.
 [3] T. Yamamoto and H. R. Velkoff, Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator, J. Fluid Mech. 108 (1981), pp. 1-18

- [4] P. Atten, F. M. J. Mccluskey and A. C. Lahjomri, The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitators, *IEEE Trans. Ind. Appl*, 23 (1987), pp. 705–711.
- [5] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo and J. S. Chang, Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency, *J. Electrostat.* 64 (2006), pp.259-262.
- [6] N. Zouzou, B. Dramane, P. Braud, E. Moreau and G. Touchard, EHD flow in DBD precipitator, *IJPEST*, 3 (2009) pp.142-145.
- [7] Nouri H., Zouzou N., Moreau E., Dascalescu L., Zebboudj Y., Effect of relative humidity on the collection efficiency of a wire-to-plane electrostatic precipitator, *The IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, Houston, Tx, ISSN: 0197-2618, Print ISBN: 978-1-4244-6393-0 3-7 October, 2010.*
- [8] K. R. Parker, *Applied Electrostatic Precipitation*, Edition Kluwer Academic Publishers, London, 1997.
- [9] A. Bologna, H. R. Paur, H. Seifert, Th. Wäscher and K. Woletz, Novel wet electrostatic precipitator for collection of fine aerosol, *J. Electrostat.* 67, pp.150–153, 2009.
- [10] Joaquim P. Marques de Sá, *Applied Statistics Using SPSS, STATISTICA, MATLAB and R*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Second Edition, pp. 271- 327, 2007.
- [11] Alexander D. Poularikas, Zayed M. Ramadan, *Adaptive filtering primer with matlab*. CRC Press Taylor & Francis Group, pp. 101 - 197, 2006.
- [12] F. van der Heijden, R.P.W. Duin, D. de Ridder, D.M.J. Tax, *Classification, Parameter Estimation and State Estimation An Engineering Approach using MATLAB*, John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex PO19 8SQ, England, pp. 13 -138, 2004.
- [13] Boumahrat M., Gourdin A., *Méthodes numériques appliquée*, OPU, pp. 293 – 364, 1993.
- [14] L. B. Loeb, *Electric Coronas-Their Basic Physical Mechanisms*, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1965.
- [15] Borne P., *Modélisation et identification des processus*, Tome 2, Editions Technip, Paris, France, 1992.
-

Modeling and simulation of the effect of Pressure on the corona discharge for wire –plane configuration

H. Nouri^{1,2*}, A. Mehdaoui¹, M. Aissou² and Y. Zebboudj²

¹Department of Electrical Engineering, University of M'sila, 28000, Algeria

²Laboratoire de Génie Electrique de Béjaia (LGEB), Université de Bejaia, Algeria

* E-mail : nouri-hamou@yahoo.fr

Abstract: This paper aims to analyze the behavior of dc corona discharge in wire-to-plane electrostatic precipitators (ESP) depending on the pressure. Current-voltage curves are analyzed particularly. Experimental results show that discharge current is strongly affected by the pressure for a given atmospheric condition. Changing the values pressure does not only change the property of the gas but also affects the corona onset conditions and ion mobility. An iterative finite-element technique is used to solve Poisson's equation. Two algorithms are proposed for satisfying the current continuity condition and updating the space-charge density. The first algorithm is a modified method of characteristics, which neglects ion diffusion. The second algorithm is based on application of Kirchhoff's current-balance law at each node of the finite-element grid. We used the model which separates the corona in two distinct regions.

Keywords— Corona discharge, Current-voltage characteristics, Electric field, Charge density, Onset voltage, Pressure, Finite element method

I. INTRODUCTION

The Electrostatic precipitators (ESP) are one of the most commonly employed particulate control devices for collecting fly ash emissions from boilers, incinerators and from many other industrial processes. They can operate in a wide range of gas temperatures achieving high particle collection efficiency compared with mechanical devices such as cyclones and bag filters.

The electrostatic precipitation process involves several complicated and interrelated physical mechanisms: creation of a non-uniform electric field and ionic current in a corona discharge, ionic and electronic charging of particles moving in combined electro- and hydrodynamic fields, and turbulent transport of charged particles to a collection surface [1].

The ESP operates in the three-step process: charging the particles under non-uniform and very high electric field strength, collecting the charged particles on the collecting surface and cleaning the collected particles by rapping or washing the collecting electrode with a liquid.

Corona discharge, as applied to electrostatic

precipitators, is a gas discharge phenomenon associated with the ionization of gas molecules by high-energy electrons in a region of the strong electric field strength. The process of corona generation in the air at atmospheric conditions requires a non-uniform electrical field, which can be obtained by the use of a small diameter wire electrode and a plate or cylinder as the other electrode. An application of a high voltage to the wire results in a production of a high electric field, which reduces significantly with the increasing distance away from the surface of the wire. The reduced electric field near the collecting electrode thus helps to prevent an initiation of the electric arc or sparking due to the electron bridging across the interelectrode spaces. In contrast to the wire-plate system, a uniform electric field is generated between two parallel electrodes, which is more likely to lead to an electrical sparkover due to no limitation of electron avalanche by the reduced electric field [2-4].

Industrial ESP are used with success to reduce the emissions of smoke, fumes and dust, playing an important role to maintain a clean environment and to achieve more healthy air quality [5]. They are able to remove more than 99 % of particulates from the flue gas [6]. In these systems, particles are charged by means of the ions produced by a dc corona discharge in the common cases. The particles migrate to the collecting plate due to the Coulomb forces, but they are also under the influence of the viscous forces due to the fluid flow and ionic wind [7-10].

In such systems, the knowledge of the pressure effect on DC corona discharge behavior is of crucial importance [11]. Some effect of pressure on DC corona are not well known and requires further investigations in order to achieve realistic and valid models, which are able to be integrated in a numerical simulation.

The main objective of this investigation is to study the effect of the pressure on positive and negative corona discharge behavior in wire-to-plane electrostatic precipitator. Several design parameters were taken into consideration especially the number of active electrodes and their diameter. In particular, current-voltage curves, averaged power and onset voltage are analyzed and discussed.

This paper presents a numerical algorithm which can be used to simulate the essential parameters of the process in the wires–two planes configuration,

including the electric field, the space charge density and the current density.

II. EXPERIMENTAL SETUP AND PROCEDURE

The schematic representation of the wire-to-plane ESP used in this investigation is shown in Fig. 1. The ESP, based on a DC corona, consisted of two parallel electrodes (stainless steel plates, 200-mm-length and 100-mm-width in x-direction and z-direction, respectively). Both parallel electrodes were grounded. The high voltage electrodes consisted of a stainless steel wires with 0.2 mm of diameter and parallel to z-axis midway between the grounded electrodes. The distance between both grounded plates is equal to 100 mm.

In this study the two DC high voltage polarities were used (positive and negative). The high voltage was applied by a DC power supply (SPELLMAN SL 150, ± 40 kV; ± 3.75 mA) with an accuracy of 0.1 kV. The power supply was protected by a ballast resistor of 10k . The time-averaged current was measured using a digital millimeter (METERMAN 37 XR, accuracy $\approx 1\mu\text{A}$).

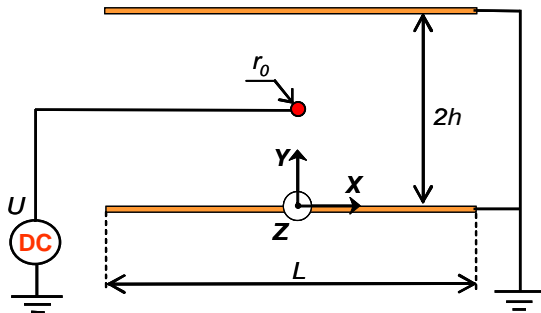


Fig. 1 Electrostatic Precipitator configurations

As shown in Fig. 2, the experiments were carried out inside a could cylindrical vessel (glass, 500 mm-high, and 250 mm-diameter) filled with clean air. This capsule with stand vacuum up 5 kPa. All the pressure, temperature and humidity sensors were securely placed within the chamber through completely sealed rubber plugs. The chamber pressure was decreased from 1 bar to 0,1 bar.

Since the effect of temperature on the electrical behavior of a corona discharge has been examined extensively in the literature [12, 13], the effect of pressure and the number of active electrodes were parameters taken into consideration in the present study. During each experiment, the temperature and relative humidity inside the test chamber are controlled.

Each current-voltage curves represents the average of five series of measurement. Between two of them, the

gas is entirely renewed. Because the presence of corona can reduce the reliability of a system by degrading insulation. While corona is a low energy process, over long periods of time, it can substantially degrade insulators, causing a system to fail due to dielectric breakdown. The effects of corona are cumulative and permanent, and failure can occur without warning (Corona causes Ozone, Nitric and various other acids). All measurements were made in an air-conditioned laboratory, where the temperature was maintained at 22°C and relative humidity was maintained at 50% (The physical parameters of air are regularly controlled).

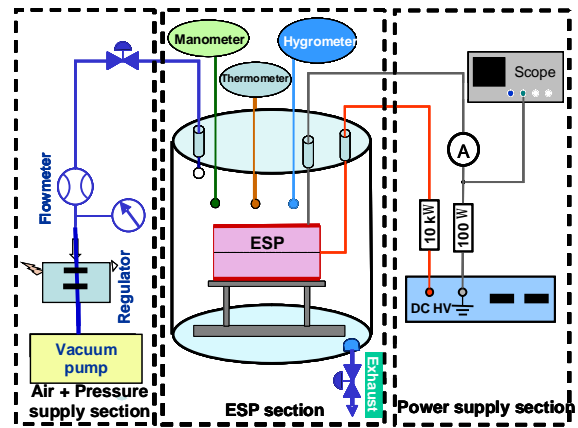


Fig. 2 Experimental set up

III. MATHEMATICAL MODELING

The solution of the space charge field for wire-duct precipitators is described in the following sections. The investigated wire-two planes configuration has a wire radius r_0 and height h above the ground plane (see Fig. 1).

The corona phenomenon is obtained from the following relations [7]:

$$\nabla \vec{E} = \frac{r}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (2)$$

$$\vec{J} = r \cdot \mu \cdot \vec{E} \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla F \quad (4)$$

Where \vec{E} is the electric field intensity vector (V/m), r is the space charge density (C/m^3), \vec{J} is the current density vector (A/m^2), F is the electric potential, ϵ_0 is the permittivity of free space and μ is the ion mobility ($1.85 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

Equations (5)-(8) are, respectively, Poisson's equation, the current continuity condition, the equation of current density and the equation relating the electric field to the potential. These differential equations must be solved for the potential F and the space-charge density; both being functions of the space coordinates.

In reality, it is extremely difficult to find an exact solution to these equations due to their nonlinear nature. However, there are analytical solutions for simple geometries such as spherical and coaxial configurations. All attempts at solving these differential equations have been based on some simplifying assumptions [14].

(i) The entire electrode spacing is filled with monopolar space-charge of the same polarity as the coronating conductor. The thickness of the ionization layer around the conductor is sufficiently small to be disregarded with respect to the interelectrode spacing.

(ii) The space-charge affects only the magnitude and not the direction of the electric field. This assumption was suggested at first by Deutsch and later referred to as 'Deutsch's assumption'.

(iii) The mobility of ions is constant (independent of field intensity).

(iv) Diffusion of ions is neglected.

(v) The surface field of the coronating conductor remains constant at the onset value E_0 , which is known as Kaptzov's assumption [15]. For the conductor-to-two plane configurations, E_0 is expressed in kilovolts per centimeter as:

$$E_0 = \frac{U}{h \cdot \ln\left(\frac{h}{r_0}\right)} \quad (5)$$

Where r_0 is the conductor radius in centimeters, U is the applied voltage and h is the distance between the wire and the collector plate.

The solution of equations (1)-(4), which describes the space-charge ionized field, requires three boundary conditions.

(i) The potential on the coronating conductor is equal to the applied voltage.

(ii) The potential on the grounded electrode is zero.

(iii) The magnitude of the electric field at the surface of the coronating conductor is assumed to be a function of the applied voltage.

The proposed method of analysis is described in Fig. 3. The space charge density around the periphery of the ionization region is assumed initially as:

$$r_{i1} = r_e \cdot \cos(q_i / 2) \quad (6)$$

Where:

$$r_e = r_0 \cdot \frac{h}{r_0} \cdot \frac{E_0}{E_{crit}} \quad (7)$$

$$r_0 = \frac{4e_0 \cdot V_s \cdot (U - V_s)}{h^2 \cdot U \cdot (5 - 4 \cdot (V_s / U))} \quad (8)$$

$$E_{crit} = 30h[1 + (0.0906/r_0)^{1/2}] \quad (9)$$

V_s is the corona onset voltage, η is the surface irregularity factor and q_i is the angle at which the field line emanates at the wire surface [16].

Using the FEM, solve Poisson's equation. The potential j within each element is approximated as a linear function of coordinate:

$$j = j_1 w_1 + j_2 w_2 + j_3 w_3 \quad (10)$$

With 1, 2, and 3 representing the nodes of the element e , and w is the corresponding shape function [17, 18].

A functional R^e is formulated in the usual FEM:

$$R^e = -\int_A [W]^T \left[\left(\frac{\partial j}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial j}{\partial y} \right)^2 + \frac{r}{e_0} \right] dA \quad (11)$$

Where A is the area of triangular element, $[W]$ is the row vector containing the elements shapes functions.

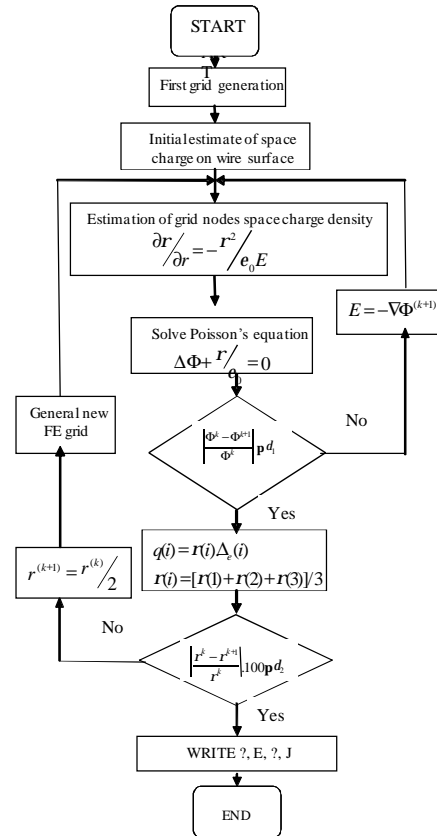


Fig. 3 Flow chart of the solution method

Equation (12) is transformed into linear equation by minimizing the functional R^e , in the form:

$$[K] \cdot [F] = \{F\} \quad (13)$$

Where:

$$[K] = \sum_{e=1}^{Elt.Num} k_{ij}(e) \quad (14)$$

$$\{F\} = \sum_{e=1}^{Elt.Num} f_i(e) \quad (15)$$

$$k_{ij} = \iint_{A_e} \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_j}{\partial x} \right] \cdot dx dy \quad (16)$$

$$f_i = \sum_n \iint_{(e)_n} \frac{r_i}{e_0} \cdot N_i \cdot dx dy \quad (17)$$

$$N_i(x, y) = \frac{1}{2 \cdot D_e} (a_i + b_i x + c_i y), i = 1, 2, 3 \quad (18)$$

Note that $N_i(x_p, y_p)$ is the shape function and the coefficients of a_i , b_i and c_i can be easily determined

from the definition of the shape function in the finite element theory.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A. The current-voltage characteristics

Figures 4 and 5 show the current-voltage characteristics obtained with the ESP for both voltage polarities. Obviously, the discharge current increases gradually as the applied voltage increases. In addition, the discharge current is higher with negative polarity for a given voltage, which is due to the difference in apparent mobility of charge carriers. This phenomenon is attributed to the fact that in the cathode corona case higher electron emission and faster formation of avalanches.

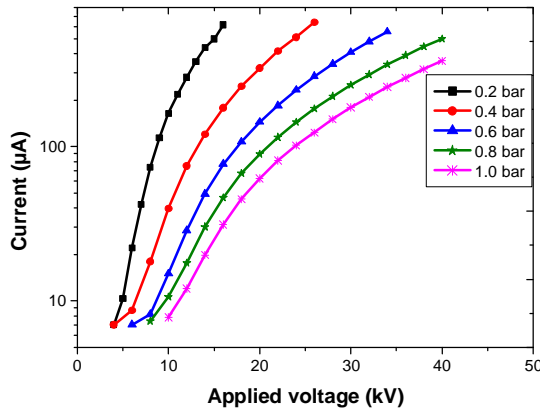


Fig. 4 Current-voltage characteristic of negative corona

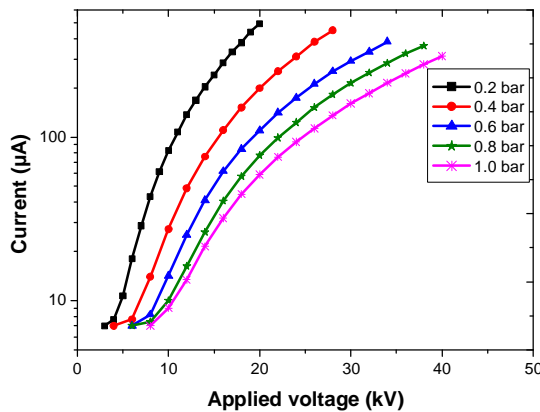


Fig. 5 Current-voltage characteristic of positive corona

The ionization process by a collision is the basis for gas multiplication. The number of electron-ion pairs created by a single electron drifting a unit distance in the field direction in a gas is denoted as the first Townsend coefficient α of the gas. It depends principally upon the nature of the gas, the gas pressure,

and the electric field intensity.

The pressure increase causes a variation of the ionization coefficient α , in the ionization region, and a variation of the ion mean free path length λ , in the drift region, for a fixed potential voltage value U between the electrodes.

The ionization and attachment coefficients can well be represented by the equations of the type [19, 20]:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left[-B\left(\frac{p}{E}\right)\right] \quad (19)$$

$$\frac{h}{p} = C + D\left(\frac{E}{p}\right)^2 + F\left(\frac{E}{p}\right) \quad (20)$$

Where p is the atmospheric pressure in Pa and E the electric field in $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$. The constants A , B , C , D and F are determined by curve fitting the experimental results on ionization and attachment data [21].

It is assumed that the transport properties of the air are determined by E/N , where E is the local electric field and N is the neutral gas density. For most real gases, p can be directly measured whereas N cannot, we often quote the quality E/P in place of E/N (N is the number of molecules in unit volume).

As the pressure goes up, α decreases, thus producing a lower ionization rate close to the tip. As a consequence, the current generated by the corona discharge decrease. The sequence of phenomena at 0,2 and 0,4 bar gas were essentially the same as at 1 bar, except that threshold potentials were correspondingly lower to Corona onset voltage.

B. Corona onset voltage

Figure 6 shows the evolution of V_s against the pressure for both high voltage polarities and the two ESP designs. Results are obtained from fitting the experimental data from the previous equation.

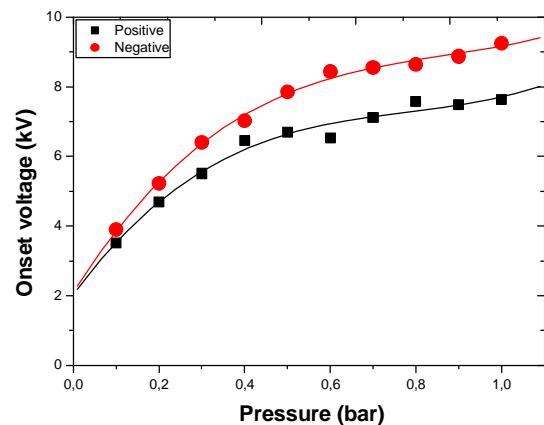


Fig.6 Variation of corona onset voltage with pressure

By applying correction factors, a discharge voltage measured in given test conditions, may be converted to the value that would have been obtained under the standard reference atmospheric conditions. Therefore

we have:

$$V_{0p} = d.V_s \quad (21)$$

Where δ is the air density correction factor. V_s is the onset voltage at standard reference atmosphere.

When the temperatures T and T_0 are expressed in degrees Celsius and the atmospheric pressures p and p_0 are expressed on the same units (kPa or mbar), the relative air density is:

$$d = \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{273+T_0}{273+T} \right) \quad (22)$$

The practical onset voltage is used in simulation process.

C. Generated grid for a precipitator

The physical dimensions are wires height $H = 5.0$ cm, radius $r_0 = 0.2$ mm, with a base plane length $L = 20$ cm. The ion mobility was set at $m = 1.85 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. The surface factor η is equal to 1.

Fig. 7 show characteristic lines for the system of wire-plate geometry with operating voltage of 20 kV and $p = 1$ bar.

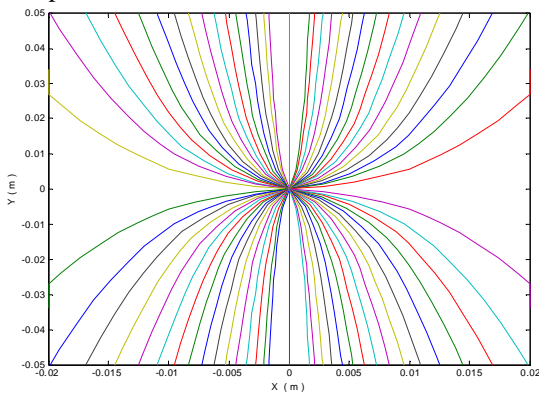


Fig. 7. Field lines.

The grid is generated from the intersection of field lines with equipotential contours see Fig.8. This is called field mapping.

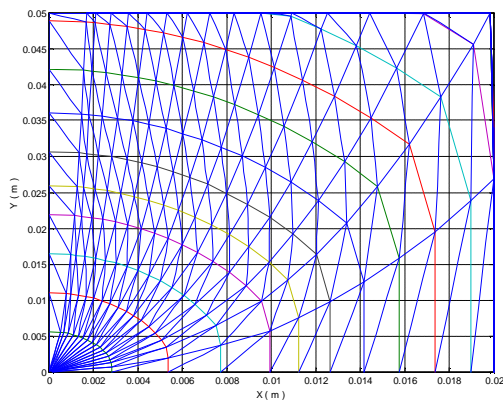


Fig. 8. Generated grid for a precipitator

D. Electric field

The distribution of electric field is shown in Fig. 9.

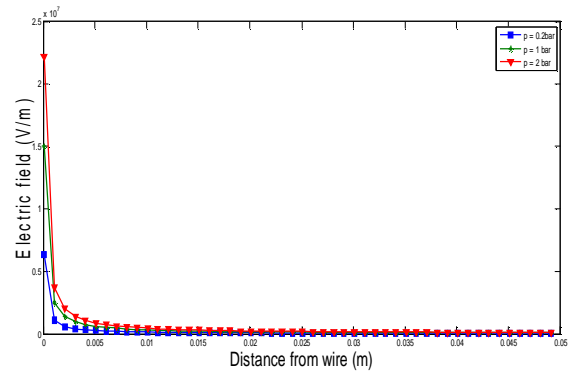


Fig. 9. Electric field

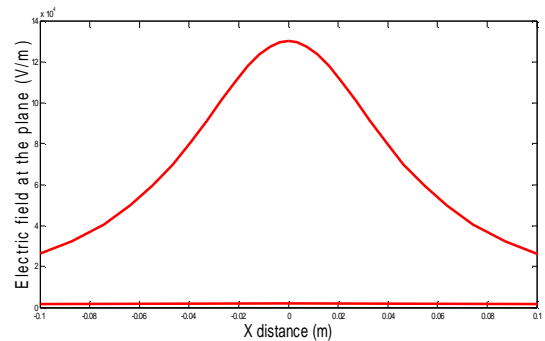


Fig. 9. Distribution of electric field at the plane (P = 1 bar, T = 22 °C, Hr = 40%, U = 30 kV)

This investigation describes the process of an electric field production in an ESP. When ESP is used for gaseous applications, ions are produced by high voltage electric input.

E. Current density at the ground plane

The calculated and experimental distributions of current density at the ground plane are shown in Figs. 10 and 11.

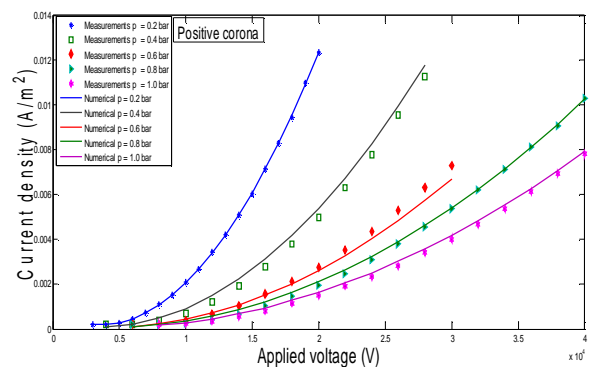


Fig. 10. Current density Distribution at the plane for positive corona

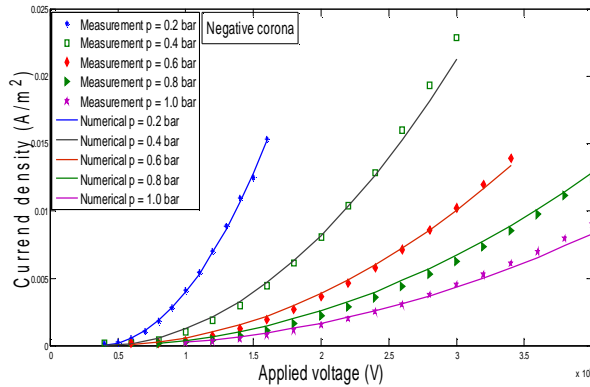


Fig. 11. Current density Distribution at the plane for negative corona

The present finite element algorithm is applied and compared to the most recent previous work which adopted the FET. The FE grid is generated in a simple way with the characteristic lines following the FE grid pattern. This simplicity is due to the way by which the FE grid is generated.

Corona discharge occurs when the voltage applied to the thin electrode is high enough to ionize the gaseous species surrounding the discharge electrode.

IV. CONCLUSIONS

In the present work, In this paper, the effect of pressure on a DC corona discharge behavior in wire-to-plane electrostatic precipitator has been investigated. The onset voltage is proportional to the increase of pressure. The finite element method is shown to be uniformly applicable to all the equations describing the problem of electric field in corona devices. Using the Newman and Dirichlet boundary conditions method enables quadratic convergence of steady-state solutions such that they are obtained in a few steps.

The proposed numerical computation takes into account the thickness of the ionization region, whereas previous works of this problem ignored this parameter. We integrate the potential correspondent to the minimum ionization field directly in the formulation of the FEM on the border of the ionization region, which reduces the algorithm computation.

The experimental results were compared with existing theories. The agreement between the calculated values of electric field, space charge density and current density and those obtained experimentally is satisfactory.

REFERENCES

- [1] S.H. Kim, K.W. Lee, "Experimental study of electrostatic precipitator performance and comparison with existing theoretical prediction models", *Journal of Electrostatics*, Vol. 48, pp. 3-25, 1999.
- [2] L. Zhao and K. Adamiak, "EHD flow in air produced by electric corona discharging in pin-plate configuration", *Journal of Electrostatics*, Vol. 63, pp. 337-350, 2005.
- [3] M. Abdel-Salam and Z. Al-Hamouz, "Analysis of Monopolar Ionized Field as influenced by Ion Diffusion", *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 31, No. 3, pp. 484-493, 1995.
- [4] P. Saiyisitpanich, "Control of diesel particulate and gaseous emissions using a single-stage tubular wet electrostatic precipitator", PhD Thesis, University of Cincinnati, 2006.
- [5] A. Mizuno, "Electrostatic precipitation", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 7, pp. 615-624, 2000.
- [6] J. S. Chang, "Next generation integrated electrostatic gas cleaning systems", *J. Electrostat.*, Vol. 57, pp. 273-291, 2003
- [7] T. Yamamoto, H. R. Velkoff, "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator", *J. Fluid Mech.*, Vol. 108, pp. 1-18, 1981.
- [8] P. Atten, F. M. J. McCluskey, A. C. Lahjomri, "The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitators", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 23, pp. 705-711, 1987.
- [9] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, 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, pp.259-262, 2006.
- [10] N. Zouzou, B. Dramane, P. Braud, E. Moreau, G. Touchard, " EHD flow in DBD precipitator ", *IJPEST*, Vol.3, No. 3, 2009.
- [11] K. R. Parker, *Applied Electrostatic Precipitation*, Edition Kluwer Academic Publishers, London, 1997.
- [12] C. G. Noll, Temperature dependence of dc corona and charge-carrier entrainment in a gas flow channel. *Journal of Electrostatics* Vol.54, pp. 245-270, 2002.
- [13] P. N. Mikropoulos, C. A. Stassinopoulos and B. C. Sarigiannidou, Positive Streamer Propagation and Breakdown in Air: the Influence of Humidity. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* Vol. 15, No. 2, pp. 416 - 425, 2008.
- [14] M. Abdel-Salam and Z. Al-Hamouz, "Analysis of Monopolar Ionized Field as influenced by Ion Diffusion", *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 31, No. 3, pp. 484-493, 1995.
- [15] N. A. Kaptzov, "Elektricheskie inventiia v gazakh i vakuumme", OGIZ, Moscow, pp. 587-630, 1947.
- [16] K. Adamiak, "Adaptative approach to finite element modelling of corona fields", *IEEE Transactions on Industry Applications*, Vol. 30, No. 2, pp. 387-393, 1994.

- [17] H. Nouri and Y. Zebboudj, "Analysis of positive corona in wire-to-plate electrostatic precipitator". The European Physical Journal, Applied Physics Vol. 49, No. 11001, 2010.
- [18] E. Kuffel, "High Voltage engineering", Pergamon press, Oxford, pp. 266-277, 1984.
- [19] R. Benocci, M. Urbano, L. Mauri "Study of a positive corona discharge in argon at different pressures", Eur. Phys. J. D , vol.37, pp.115-122, 2006.
- [20] B. S. Rajanikanth and B. R. Prabhakar, Modeling of Prebreakdown VI Characteristics of a Wire-plate Electrostatic Precipitator Operating under Combined dc-pulse Energization. Vol. 1 No.6, pp. 1058 -1067, 1994.
- [21] Yamazaki K., Olsen R. G., Application of a Corona Onset Criterion to Calculation of Corona Onset Voltage of Stranded Conductors. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 11, No. 4, p.p. 674-680, 2004.
-

- [1] J. L. Delcroix, A. Bers, Physique des plasmas, Tome 1, InterEditions / CNRS Editions, Paris, pp. 1–82, 1994.
- [2] Schütze A. et al., The atmospheric-pressure jet : a review and comparison to other plasma sources. IEEE Trans. Plasma Sc., Vol. 26, No. 6, pp.1685-1694,1998.
- [3] F. Paschen. Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d’arc électrique dans de l’air, de l’hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions, volume 37, Wied. Annales de physique, pp. 69–96, 1889.
- [4] Dramane B., Précipitation électrostatique de particules submicroniques- par décharge à barrière diélectrique- étude électrique, granulométrique et aérodynamique. Thèse de doctorat de l’université de Poitiers, France, 2009.
- [5] Roussel J., Electromagnétisme en régime statique, Promotion Chem.I.St-1, pp. 8 - 10, Année 2006-2007
- [6] Parissi L., Etude d’un procédé de traitement d’air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en œuvre et recherche d’optimisation”, Thèse doctorat de l’université Paris VI, France, 1999.
- [7] Vincent A., 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 un isotope. Thèse de doctorat de l’université Paris VI, France, 2002.
- [8] Labergue A., Etude de décharges électriques dans l’air pour le développement d’actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d’écoulements. Thèse de doctorat de l’université de Poitiers, France, 2005.
- [9] Dubois Diane, 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, France, 2006.
- [10] LI Z., Décharge couronne dans l’hélium liquide et gaz dense sous champ électrique intense : préclaquage, transport de charge, spectroscopie d’émission. Thèse de doctorat de l’université Joseph Fourier de Grenoble 1, France, 2008.
- [11] Townsend J.M., Electricity in gases. Oxford university press, 1914.
- [12] Townsend J.M., Electron in gases. Hutchinson, London, 1948.
- [13] Segur P., Gaz isolants. Techniques de l’ingénieur, D2530-1 –D2531-22, 2005.
- [14] Meek J.M.(1940) A theory of spark discharge. Physical Review, Vol. 57, pp 722-728,
- [15] Loeb L.B., Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases. John Wiley and Sons, 1939.

- [16] Jarrige J., Etude expérimentale des décharges électriques impulsionnelles nanoseconde à pression atmosphérique. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface. Thèse de doctorat, de l'université de Rouen, France, 2008.
- [17] Oussalah N., Détection et analyse des décharges partielles dans le câble de transport de l'énergie électrique. Thèse de Doctorat de l'université de Bejaia, Algérie, 2008.
- [18] Spiess F-J., Chen X., Brock S.L., Suib S.L., Hayashi Y. & Matsumoto H., Destruction of freons by the use of high-voltage glow discharges, , J. Phys. Chem. A, vol.104, pp.11111-11120, 2000.
- [19] Pintassilgo C.D., Loureiro J., Cernogora G. & Touzeau M., Methane decomposition and active nitrogen in a N₂-CH₄ glow discharge at low pressures, , Plasma Sources Sci. Technol., vol.8, pp.463-478,1999.
- [20] Suib S.L., Brock S.L., Marquez M., Luo J., Matsumoto H. & Hayashi Y., Efficient Catalytic Plasma Activation of CO₂, NO, and H₂O. J. Phys. Chem. B., vol.102 (48), pp.9661-9666, 1998.
- [21] Dramane B., Zouzou N., Moreau E. et Touchard G., Characterization of a Dielectric Barrier Discharge in Axisymmetric and Planar configurations -Electrical Properties-. International Journal of Plasma Environmental Science & Technology, Vol. 2, No 2, pp. 89-94, 2008.
- [22] Dramane B., Zouzou N., Moreau E. et Touchard G. Electrostatic precipitation in wire-tocylinder configuration : Effect of the high-voltage power supply waveform. Journal of Electrostatics, Vol. 67, Issues 2-3, pp. 117-122, 2009.
- [23] Dramane B., Zouzou N., Moreau E. et Touchard G. Electrostatic precipitation of submicron particles using a DBD in axisymmetric and planar configuration. IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 16, Issue 2, pp. 343-351, 2009.
- [24] Bérard P., Contrôle d'écoulement par décharge plasma à pression atmosphérique. Thèse de doctorat de l'école central de Paris, France, 2008.
- [25] Junhong C., Direct current corona-enhanced chemical reactions. Thèse de doctorat de l'université Minnesota, Etats-Unis, 2002.
- [26] Loiseau J.F., Batina J., Noël F., Peyrous R., 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.
- [27] Goldman M, Goldman A., Sigmond R.S., The corona discharge, its properties and specific uses. Pure and Appl. Chem. 57, n°9, pp. 1353-1362, 1985.
- [28] Goldman M., Sigmond R.S., Corona insulation. IEEE Trans. Elec. Ins., EI. 12/2, pp. 90 - 105, 1982.
- [29] Nicolas DUBUS, Contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique. Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, France, 2009.

- [30] Nabil IKHLEF, Modélisation numérique d'une installation convertisseur – plasma d'induction en vue d'une commande optimale. Thèse de doctorat de l'université de Batna, Algérie, 2010.
- [31] M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, "Thermal plasmas: fundamental and applications". Vol.1, New York: Plenum Press. ISBN 0-306-44607-3, p 452, 1994.
- [32] Wafà BENSTAALI, Etude d'une Décharge Electrique pour Ecrans à Plasma. Thèse de doctorat de l'université M. B d'Oran, Algérie, 2011.
- [33] Journée thématique PLASMA – MÉDECINE, Applications biomédicales des plasmas froids, Laboratoire d'Electronique des Gaz et des Plasmas, Université de Pau, France, 16 juillet 2009.
- [34] Sarra-Bournet Christian, Fonctionnalisation de surface de polymères par plasma à la pression atmosphérique. Amination de surface et dépôt de couches minces par un procédé de décharge par barrière diélectrique, Thèse de doctorat, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, France, 2009.
- [35] L. Magne, S. Pasquiers, N. Blin-Simiand and C. Postel, J. Phys. D: Appl. Phys. 40, 3112, 2007.
- [36] G. Dilecce, P.F. Ambrico and S. De Benedictis, Plasma Sources Sci. Technol. 16, 511, 2007.
- [37] Antoine Coudert, Technique de stérilisation par les plasmas froids, Thèse de doctorat, Faculté de médecine de Créteil, France, 2007.
- [38] Bruno Caillier, Diagnostics et Modélisation d'une cellule d'écran à plasma, Thèse de doctorat, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, France, 2004.
- [39] Grégory BIZARRI, Étude des mécanismes de dégradation du luminophore BaMgAl10O17 : Eu²⁺, Influence des traitements thermiques et de l'excitation par des photons de haute énergie (Ultra Violet du Vide), Thèse de doctorat, Université de Claude Bernard - LYON I, France, 2003.
- [40] Benstaali Wafà, Etude d'une décharge électrique pour écrans à plasma, Thèse de doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie, 2011.
- [41] Saiyositpanich P., Control of Diesel Particulate and Gaseous Emissions Using a Single-Stage Tubular Wet Electrostatic Precipitator. Thèse de doctorat de l'université de Cincinnati, USA, 2006.
- [42] Gensdarmes F., Les processus de charge électrique : Des aérosols non radioactifs en milieu fortement ionisé- des aérosols radioactifs artificiels émetteurs bêta. Thèse de doctorat, de l'université de Paris 7, France, 2000.
- [43] Dumitran L. M. (2001) Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique. Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

[44] Yang W. Y., Cao W., Chung T. S., Marris J., Applied numerical methods using matlab. John Wiley & Sons, Inc. Publication. pp. 401 – 444, 2005.

[45] Mathews J. H. Fink K. D., Numerical methods using matlab. Prentice Hall, third edition, pp. 426 – 538, 1999.

[46] Laurent THERESE, Plasmas radiofréquence pour l'analyse des matériaux, Etudes expérimentale, analytique et numérique. Thèse de Doctorat de l'université de Toulouse III, France, 2005

[47] Chapra S. C., Canale P. R., Numerical methods for engineers, Michigan university, New York, tired edition, pp 849 – 875, 1998.

[48] Ardjani Benamar, Application de la méthode de monté carlo dans le calcul des coefficients de transport d'un gaz faiblement ionisé, Mémoire de Magister, Université A. B. de Tlemcen, Algérie, 2006.

Proposé et dirigé par : Monsieur: H. NOURI

Présenté par : MEHDAOUI Akila

Thème :

Modélisation mathématique et numérique des décharges plasmas

Résumé :

Ce travail présente l'étude de l'actionneur plasma de décharge. La physique de la décharge de plasma a été étudiée par la résolution des équations aux dérivées partielles. Les caractéristiques du plasma ont été obtenues et analysés pour un niveau de la tension appliquées. Sur la base de ces données électrostatiques, des modèles ont été développés. La distribution de charge est utilisée pour fournir des conditions aux limites de l'équation de champ électromagnétique qui a été utilisé pour calculer le vecteur de force d'actionnement. Des simulations numériques ont été réalisées pour étudier l'effet des forces du plasma sur le fluide neutre.

Les densités des charges positives et négatives sont égales pour la plus grande partie du plasma. Seulement sur les frontières où il ya un déséquilibre de charges, en raison de l'agitation thermique des particules. L'épaisseur des régions le long des bords dans lequel le plasma supporte une densité de charge nette positive ou négative est déterminée par la longueur de Debye.

Mots Clés: Plasma, Champ électromagnétique, Densité, Température, Fréquence, Longueur de Debye, Potentiel électrique.

N°d'ordre :016

TOPIC

Mathematical and numerical modeling of plasma discharges

***Abstract:** This work presents the study of the discharge plasma actuator. The physics of the plasma discharge has been studied by solving partial differential equations. Plasma characteristics were obtained and analyzed for a voltage applied level. Based on this data electrostatic, models have been developed. The time-dependent charge distribution was used to provide boundary conditions to the electromagnetic field equation that were used to calculate the actuator body force vector. Numerical simulations were performed to study the effect of the plasma body force on the neutral fluid. The density of the positive and negative charges will be equal in the bulk of the plasma. Only on the edges will there be a charge imbalance, due to the thermal motion of the particles. The thickness of the regions along the edges in which the plasma supports a net positive or negative charge density is determined by Debye length.*

***Keywords:** Plasma, Electromagnetic field, Density, Temperature, Frequency, Debye length, Electrical potential*