



RÉPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES FRÈRES MENTOURI CONSTANTINE 1
Faculté des Sciences de la Technologie
DÉPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE
Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation



N° d'ordre : 130/D3C/2018
Série : 12/Elec/2018

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat 3^{ème} cycle
En Électronique

Option : **Microélectronique et Nanotechnologie**

Par

ABIDAT ROUKIA

Contribution à l'étude des Décharges Plasmas à Barrière Diélectrique

Soutenue le : 22 /11 /2018

Devant le jury :

Président : M^f A.BELLEL *Prof. Université des frères Mentouri, Constantine 1*

Rapporteur : M^{me} S. REBIAI *Prof. Université des frères Metouri, Constantine 1*

Examineurs :

M^{elle} D. MEZDOUR *M.C.A. Université Med Seddik Ben Yahia de Jijel*

M^f A. KAHLOUCHE *M.C.A. Université Mohamed Boudiaf de M'sila*

Remerciements

Avant tout je remercie **DIEU** le tout puissant | الله | de sa grâce infinie pour moi, pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a données durant toutes ces longues années d'étude et de travail pour que je puisse arriver à ce stade.

D'après ces années de recherches, je suis convaincue que la thèse est loin d'être un travail solitaire. Une thèse est un travail de longue haleine, enrichissant qui n'aura jamais pu être réalisé sans le soutien d'un grand nombre de personnes c'est pour ça il est nécessaire d'exprimer, avec un grand plaisir, ma reconnaissance et mes remerciements à tous ceux qui m'ont aidé à les réaliser ou/et qui m'ont fait l'honneur de les juger.

En premier lieu, je tiens à remercier profondément ma directrice de thèse, madame le professeur **Saïda REBIAI** celle qui m'a permis d'intensifier mes connaissances dans la physique des plasmas ainsi que d'autres domaines de la Science. Je vous remercie madame parce que vous m'avez appris à poser les bonnes questions et y répondre avec le maximum de rigueur. Vos qualités scientifiques et surtout humaines, votre écoute, votre patience, votre confiance, votre optimisme et votre extraordinaire force de travail font de vous un exemple dont j'espère pouvoir longtemps en profiter. Je vous remercie vivement de m'avoir accompagné tout au long de ce parcours, de m'avoir guidé et enseigné les réflexes du bon chercheur.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur le professeur **Salah SAHLI** directeur du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI) pour m'avoir accueillie dans son laboratoire.

Mes sincères remerciements s'adressent à Monsieur le président du jury : **Azzedine BELLEL**, professeur au département d'électronique à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je suis très honorée de la présence à mon jury de thèse et je tiens à remercier: Mademoiselle **Dounia MEZDOUR**, Maitre de conférence A à l'Université de Jijel ainsi que Monsieur **Ahmed KAHLOUCHE**, Maitre de conférence A à l'Université de M'sila.

*Au terme de ce travail, je tiens à remercier sincèrement Mademoiselle **Zahira ZIARI**, professeur à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1, Mademoiselle **Amel AISSAOUI**, Maitre de conférences B à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1 ainsi que Monsieur **Fouzi BOUANAKA** Maitre de conférences B à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1, membre du laboratoire Microsystèmes et Instrumentation.*

Dédicace

Ce travail représente l'un des plus grands moments de ma vie, alors j'ai décidé de le dédier à celle que j'aime le plus au monde, mais qui n'est plus là pour partager mes joies et mes peines.

Grand-mère, j'espère avoir été à la hauteur de ton espérance !

Je dédier ce travail aussi :

A ma très chère mère source d'amour, de ma réussite et de mon courage que Dieu me la garde.

*A mon cher mari **RAMZI** pour son soutien et ces encouragements.*

*A ma petite princesse **HANINE**.*

*A mon oncle **Mohamed** que Dieu me le garde.*

*A **Amina, Zoheir** et mes neveux **Koussei** et **Mohamed amine***

A toute ma famille et ma belle famille.

A tous mes amis.

Liste des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations, constante physique et symboles dont nous rappelons la signification ci-dessous :

Abréviations :

DC: Direct current (courant continue)

AC: Alternating current (Courant alternatif)

RF: Radio- Frequency

ICP: Inductively Coupled Plasma

CCP: Capacitively Coupled Plasma

MO: Décharges Microondes

BF: Basse fréquence

HF: Hyper fréquence

CE : Charge d'Espace

DBD: Décharge à barrière diélectrique

SDBD: Décharge à barrière diélectrique Surfaceute

VDBD: Décharge à barrière diélectrique Volumique

AP: Atmospheric pressure

APGD: Atmospheric Pressure Glow Discharge

OAUGDP: One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma

UV: Ultraviolet

VUV: Vacuum ultraviolet

RGB: Red, Green, Blue.

EHD: Electro-Hydro-Dynamique

PIC-MCC: Particle In Cell- Monte-Carlo Collision

Constante physique

$k_B = 1.38 \times 10^{23} \text{ J/k}$: Constante de Boltzmann

$e = 1.60217646 \times 10^{-19}$: La charge de l'électron (C).

$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$: Permittivité du vide (Fm^{-1}).

$m_e = 9.10938188 \times 10^{-31}$: Masse de l'électron (kg)

eV : electron Volt ($1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} = 11604.5 \text{ K}$)

Symboles

λ : Libre parcours moyen

λ_D : Longueur de Debye.

kT_e : Énergie électronique.

T_e : Température électronique.

T_i : Température des ions.

T_n : Température des neutres.

T_g : Température du gaz.

n_e : Densité des électrons.

n_i : Densité des ions.

n_0 : Densité des neutres.

n_e : Densité d'énergie

E_c : Energie cinétique de l'électron

v : Vitesse moyenne des électrons

f_e : Fréquence plasma électronique

f_i : Fréquence plasma ionique

f : Fréquence de la haute tension appliquée.

ω_e : Pulsation plasma électronique

ω_i : Pulsation plasma ionique

α : Taux d'ionisation.

ϵ_{gaz} : Permittivité du gaz.

$\epsilon_{\text{diélectrique}}$: Permittivité du diélectrique

$A_{\text{électrode}}$: Surface des électrodes.

$A_{\text{diélectrique}}$: Surface du diélectrique

$A_{\text{Lissajous}}$: Surface du parallélogramme

α_{eff} : Coefficient d'ionisation effectif.

α : Premier coefficient d'ionisation de Townsend.

γ : Second coefficient de Townsend

γ_p : Coefficient d'émission secondaire

a : Coefficient d'attachement.

E/N : Champ électrique réduit.

N_{cr} : Seuil critique (Critère de Meek).

V_{claquage} : Tension de claquage

V_a : Tension appliquée.

V_g : Tension de claquage du gaz.

V_m : Tension de mesure aux bornes du condensateur C_m .

C_g : Capacité du gaz.

C_d : Capacité du diélectrique.

C_{DBD} : Capacité équivalent du réacteur.

C_m : Capacité de mesure.

Q : La charge transférée par le plasma.

R_g : Résistance du gaz.

$d_{\text{diélectrique}}$: Épaisseur du diélectrique.

I_d : Courant de décharge total

I_0 : Courant du aux électrons primaires

A et B : Constantes qui dépendent du gaz

Γ : Flux des particules

Γ_e : Flux d'énergie moyenne.

S : Terme source pour les particules

ν_i : Fréquence moyenne d'ionisation

ν_a : Fréquence moyenne d'attachement

ν_{det} : Fréquence moyenne détachement

r_e : Coefficient de recombinaison

$C_{p,r}$: Nombre de particules d'espèce p créées dans une réaction de type r qui peut être positive ou négative.

R_r : Taux de réaction

k_r : Coefficient du taux de réactions

E : Champ électrique

μ_k : La mobilité

D_k : Coefficient de diffusion

ξ_k : L'énergie moyenne

n : Vecteur unité normale

$V_{e,th}$: Vitesse thermique des électrons.

\mathcal{E}_p : L'énergie moyenne des électrons secondaires.

μ : Viscosité dynamique

ρ : Masse volumique

P : Pression

u_0 : Vitesse initiale d'écoulement

u : Vitesse d'écoulement

D : Diamètre hydraulique de la conduite d'écoulement

Re : Nombre de Reynolds

c : La célérité du son

∇p : La force de pression

∇g : La force de gravité.

Table de matières

Remerciements	i
Dédicace	iii
Liste des Acronymes	iv
Table de Matières	vii
Introduction Générale	1
Références bibliographiques de l'introduction générale	5

I. Les décharges à barrière diélectrique : Etat de l'art

I-1 Introduction	6
I-2 Aperçu sur les décharges plasmas	6
I-2-1 Définitions des Plasmas	6
I-2-2 Grandeurs caractéristiques des plasmas et leurs classifications.....	7
I-2-3 Les plasmas froids à pression atmosphérique.....	13
I-2-4 Génération et entretien des plasmas.....	14
I-2-5 Claquage d'une décharge plasma.....	15
I-2-6 Les principales décharges à plasmas froids.....	20
I-3 Les décharges à barrière diélectrique (DBD)	30
I-3-1 Historique de la DBD.....	30
I-3-2 Les décharges plasma volumiques (VD-DBD).....	32
I-3-2-1 Définition et principe de fonctionnement de la décharge à barrière diélectrique.....	33
I-3-2-2 Les Différents régimes de fonctionnement d'une DBD.....	34
I-3-2-3 Différents méthodes électriques pour le diagnostic des plasmas DBD...	37
I-3-3 Les décharges plasma surfaciques (SD-DBD)	40
I-3-3-1 Les actionneurs à plasma à barrière diélectrique.....	40
I-3-3-2 Principe de fonctionnement d'un actionneur DBD pour le contrôle	

d'écoulement.....	40
I-3-3-3 Différents types d'actionneurs plasma.....	43
I-4 Applications actuelles des plasmas DBD.....	46
I-5 Conclusion.....	53
Références bibliographiques du chapitre I.....	54

II. Modèle numérique et systèmes d'équations

II-1 Introduction.....	60
II-2 Modélisation numérique d'une décharge plasma.....	60
II-2-1 Présentation du modèle numérique d'une décharge électrique.....	61
II-2-1-1 Modèle cinétique.....	61
II-2-1-2 Modèle Particulaire (Microscopique).....	64
II-2-1-3 Modèles hybrides.....	64
II-2-1-4 Modèle Fluide (Macroscopique)	64
II-2-2 Description de l'approche fluide.....	65
II-2-2-1 L'équation de Boltzmann	65
II-2-2-2 L'équation de continuité.....	66
II-2-2-3 L'équation de transfert de la quantité de mouvement.....	67
II-2-2-4 Equation pour l'énergie.	67
II-2-2-5 Equation de Poisson	68
II-2-2-6 Conditions aux limites	68
II-2-3 Modèle hydrodynamique ou dynamique des fluides	69
II-2-3-1 Différents régimes d'écoulement	71
II-2-3-2 Equations de base.....	73
II-2-3-3 Conditions aux limites	75
II-3 Méthodes de résolution et logiciels de simulation numérique.....	75
II-4 Conclusion.....	77
Références bibliographiques du chapitre II.....	79

III. Étude de la décharge plasma à barrière diélectrique volumique

III-1 Introduction.....	84
III-2 Résultats de la modélisation 1D d'une décharge DBD à pression atmosphérique	84
III-2-1 Géométrie étudiée pour la décharge DBD.....	85
III-2-2 Modèle physique et équations de base d'une décharge DBD.....	85
III-2-2-1 Conditions initiales.....	86
III-2-3 Le modèle cinétique pris en considération.....	86
III-2-4 Résultats de la simulation et discussion.....	87
III-2-5 Influence des paramètres du réacteur DBD.....	99
III-2-5-1 Effet de l'épaisseur de l'espace plasma sur les caractéristiques électriques.....	99
III-2-5-2 Effet de la nature et de l'épaisseur de diélectrique.....	101
III-2-5-3 Effet de la fréquence d'excitation.....	102
III-3 Application des DBD pour la production d'ozone.....	106
III-3-1 Description du dispositif expérimental.....	107
III-3-1-1 Présentation de la cellule de décharge.....	107
III-3-1-2 Description de la partie circulation du gaz.....	108
III-3-1-3 Les instruments de mesure.....	109
III-3-1-4 Représentation de la partie optique.....	110
III-3-1-5 Cinétique chimique essentielle pour la production d'ozone.....	112
III-3-2 Résultats des mesures.....	112
III-4 Conclusion.....	119
Références bibliographiques du chapitre III.....	121

IV. Simulation d'un actionneur plasma pour le contrôle d'écoulement

IV-1 Introduction.....	125
IV-2 Modélisation d'une décharge DBD surfacique.....	125
IV-2-1 Description de la géométrie de l'actionneur modélisé.....	126
IV-2-2 Modèle physique.....	126

IV-2-3 Conditions de la simulation.....	127
IV-3 Résultat de l'écoulement.....	128
IV-4 Résultats de simulation de la décharge à barrière diélectrique surfacique (SDBD).....	133
IV-4-1 Effet de la valeur de la constante diélectrique.....	138
IV-4-2 Effet de la valeur du coefficient d'émission secondaire.....	140
IV-5 Conclusion	143
Références bibliographiques du chapitre IV.....	144
Conclusion générale.....	146

Introduction Générale

Introduction générale

Les plasmas sont utilisés depuis plusieurs années dans des domaines divers et variés. La physique des plasmas froids hors équilibre à la pression atmosphérique est actuellement l'objet de nombreuses études de recherche. Différents types de plasmas, peuvent être générés à la pression atmosphérique. A l'heure actuelle, les décharges à barrière diélectrique (DBD), les torches micro-ondes et les micro-décharges sont les plus étudiées [1-5].

Une décharge plasma contrôlée par barrière diélectrique (DBD) est connue sous le nom de « décharge électrique silencieuse » [6]. Cette décharge présente des caractéristiques tout à fait intéressantes dont la plus importante est la pression du travail puisqu'il est possible de créer des décharges à pression atmosphérique. La fréquence d'excitation pour ce type de décharge est de l'ordre du kHz, la distance inter-électrodes de l'ordre de quelques mm et la tension appliquée de l'ordre de quelques kV. Les décharges (DBD), sont constituées de deux électrodes métalliques recouvertes par une couche diélectrique qui est au contact avec le gaz, destiné à éviter la transition du plasma vers le régime d'arc. Elles ne peuvent donc fonctionner que si la tension appliquée varie dans le temps (*souvent sous forme sinusoïdale*) de façon que le courant change de sens à chaque décharge successive.

La décharge plasma à barrière diélectrique (DBD) regroupe deux grands types. Le premier type est la décharge à barrière diélectrique volumique (VDBD) ; qui englobe divers applications tel que : la production de l'ozone, le traitement d'effluents gazeux, l'activation et le traitement de surfaces, les écrans plasmas, les lasers CO₂, les lampes à excimères, la stérilisation et la décontamination [7-12]. Le deuxième type est la décharge à barrière diélectrique surfacique (SDBD) qui peut être utilisée comme actionneur pour contrôler l'écoulement des fluides. Les actionneurs de type DBD ont été mis au point pour la première fois en 1990 aux Etats-Unis par Roth [13].

L'étude des décharges DBD , aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique, a pour objectif de mieux comprendre les phénomènes de base pour connaître les propriétés physiques et électriques du plasma ainsi que les différents régimes de décharges observables (filamentaire, luminescent, Townsend et multi-pics) ; pour ensuite essayer de prédire par le calcul basé sur un modèle de décharge les conditions optimales de fonctionnement de la décharge en vue de telle ou telle application.

Alors la modélisation numérique peut être un outil très important entre les mains des scientifiques et chercheurs pour comprendre, optimiser et approfondir ou élargir l'étude des différents phénomènes physiques qui sont complémentaires aux expériences. De plus, lorsque l'expérience à mettre en place est lourde financièrement et/ou matériellement, une étude numérique peut lui être substituée.

L'étude décrite dans ce mémoire présente trois objectifs. Le premier est la modélisation par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics de la décharge DBD volumique pour décrire les propriétés (densités de charge, champs et potentiel électriques) et les caractéristiques électriques à pression atmosphérique. Le second concerne la simulation de la DBD surfacique pour contrôler la vitesse d'écoulement de l'air. Et, le dernier, d'ordre expérimental, est l'élaboration d'un dispositif expérimentale et son utilisation pour la production d'ozone par DBD à pression atmosphérique à partir de deux gaz différents.

Le manuscrit de cette thèse est structuré en quatre chapitres :

Le premier chapitre sera consacré à la présentation d'une synthèse bibliographique sur les différentes notions de base sur la décharge plasma et plus particulièrement la décharge plasma à barrière diélectrique avec ses deux aspects, volumique et surfacique pour la description des différents mécanismes de création des plasmas froids à pression atmosphérique. Leur principe de fonctionnement, les différents régimes caractérisant les DBD et domaines d'applications industrielles seront rapportés.

Le deuxième chapitre s'articule autour de deux axes : le premier est consacré à la décharge électrique de façon générale, en décrivant les différentes équations régissant la décharge plasma à barrière diélectrique, particulièrement, les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson et la deuxième partie sera dédiée à la dynamique des fluides où nous décrirons le modèle hydrodynamique qui résout les équations de Navier-Stokes. La présentation des conditions aux limites qui constituent l'étape essentielle de la simulation numérique est aussi détaillée dans ce chapitre.

Le troisième chapitre sera consacré dans une première partie à la présentation des résultats de la simulation unidimensionnelle de la décharge DBD dans le cas de l'hélium pur et de l'argon

pure, ainsi que les conditions initiales appliquées à la simulation pour un plasma généré par une tension d'alimentation de forme sinusoïdale et créé à pression atmosphérique.

La seconde partie du chapitre est quant à elle consacrée au résultat du travail expérimental effectué au sein du Laboratoire Electrohydrodynamique (EHD) et matériaux granulaires cohésifs (MGC), à l'Université de Séville en Espagne, sur l'étude de l'effet de la tension et la fréquence du signal appliqué à la DBD ainsi que de la configuration de la DBD, sur la production d'ozone ainsi que sur l'énergie dissipée par les décharges plasmas d'oxygène et de dioxyde de carbone.

Le quatrième chapitre est consacré aux résultats de simulation d'un actionneur plasma simulé à l'aide du logiciel COMSOL pour l'étude de l'écoulement dans l'air et la décharge électrique dans l'hélium, pour une configuration 2D. Les résultats seront donnés en termes de vitesse d'écoulement, densité de charges et potentiel électrique. Nous traiterons l'influence de la modification de la géométrie et la vitesse initiale sur l'écoulement du fluide ainsi que le type du diélectrique et l'émission d'électrons secondaires sur les caractéristiques du plasma.

Enfin, une conclusion générale fera la synthèse des principaux résultats obtenus.

Références bibliographiques de l'introduction générale

- [1] Bogart's, A. end Gijbels « *Fundamental aspects and applications of glow discharge spectrometric techniques*», Spectrochim. Acta Part B: Atomic Spectroscopy , **53** (1), pp.1-42, 1998.
- [2] U. Kogelschatz, « *Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics and industrial applications*» Plasma Chem. Plasma Process, **23** (1), pp.1–46, 2003.
- [3] A. Ionascut-Nedelcescu, C. Carlone, U. Kogelschatz, D. V. Gravelle, and M. I Boulos, «*Calculation of the gas temperature in a through flow atmospheric pressure dielectric barrier discharge torch by spectral line shape analysis*», Journal of Applied Physics, **103** (6), pp.063305 (10pp), 2008.
- [4] Z .Wu, M .Chen, P. Li, Q. Zhu, J. Wang, « *Dielectric barrier discharge non-thermal micro-plasma for the excitation and emission spectrometric detection of ammonia*», Analyst,**136** , pp. 2552–255 , 2011.
- [5] H. Bahouh, S. Rebiai, D. Rochette, D. Vacher and M. Dudeck, « *Modelling of an inductively coupled plasma torch with argon at atmospheric pressure*», Phys. Scr. **T161**, 014008 (4pp), 2014.
- [6] U. Konelschatz, B.Eliasson and W.Egli, « *Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications*», J. PHYS IV FRANCE, **7**, pp.47-66, 1 997.
- [7] U. Kogelschatz, « *From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges*», Pure Appl. Chem. **71** (10), pp.1819-1828 1999.
- [8] H. Loukil, A. Belasri, K. Khodja, and Z. Harrache, «*Theoretical Kinetics Investigation of Xenon Dielectric Barrier Discharge for Excimer Lamp*», IEEE Transactions on Plasma Science, **42**(3), 2014.
- [9] P. P Zhang, Y. Tu and L. L Yang, «*The relationship between the distribution of anode striations and negative and positive charge accumulation in a plasma display panel*», Plasma Sources Sci. Technol., **20** (6), 065004 (8pp), 2011.
- [10]H. Ayan, G. Fridman, D.Staack, A. F. Gutsol, V.N. Vasilets, A. Fridman, and G. Friedman,« *Heating Effect of Dielectric Barrier Discharges for Direct Medical Treatment*», IEEE Transactions on Plasma Science, **37** (1), pp. 113 – 120, 2009.
- [11]Th. von Woedtke, S. Reuter , K. Masur, K.-D. Weltmann, «*Plasmas for medicine*», Physics Reports,**530** (4),pp. 291–320,2013.
- [12]K. Heuer , M. A. Hoffmanns , E. Demir , S. Baldus , C. M. Volkmar , M. Rohle , P. C. Fuchs , P. Awakowicz , C. V. Suschek , C. Oplander, «*The topical use of non-thermal*

dielectric barrier discharge (DBD) Nitric oxide related effects on human skin», Nitric Oxide, **44**, pp. 52–60, 2015.

- [13] J.R. Roth, D.M. Sherman, « *Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma* », 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno USA, 1998.

Chapitre I

Les décharges à barrière diélectrique : Etat de l'art

I-1 Introduction.....	6
I-2 Aperçu sur les décharges plasmas.....	6
I-2-1 Définitions des Plasmas	6
I-2-2 Grandeurs caractéristiques des plasmas et leurs classifications.....	7
I-2-3 Les plasmas froids à pression atmosphérique.....	13
I-2-4 Génération et entretien des plasmas.....	14
I-2-5 Claquage d'une décharge plasma.....	15
I-2-6 Les principales décharges à plasmas froids.....	20
I-3 Les décharges à barrière diélectrique (DBD).....	30
I-3-1 Historique de la DBD.....	30
I-3-2 Les décharges plasma volumiques (VD-DBD).....	32
I-3-2-1 Définition et principe de fonctionnement de la décharge à barrière diélectrique.....	33
I-3-2-2 Les Différents régimes de fonctionnement d'une DBD.....	34
I-3-2-3 Différents méthodes électriques pour le diagnostic des plasmas DBD.....	37
I-3-3 Les décharges plasma surfaciques (SD-DBD)	40
I-3-3-1 Les actionneurs à plasma à barrière diélectrique.....	40
I-3-3-2 Principe de fonctionnement d'un actionneur DBD pour le contrôle d'écoulement.....	40
I-3-3-3 Différents types d'actionneurs plasma.....	43
I-4 Applications actuelles des plasmas DBD.....	46
I-5 Conclusion.....	53
Références bibliographiques du chapitre I.....	54

I-1 Introduction :

Dans ce premier chapitre, nous essayons de faire une synthèse bibliographique sur les différentes notions de base sur la décharge plasma et plus particulièrement la décharge plasma à barrière diélectrique avec ses deux aspects, volumique et surfacique. Nous consacrerons la première partie de ce chapitre à la définition succincte de la physique des plasmas et leurs propriétés ainsi qu'à la description des différents mécanismes de création des plasmas froids à pression atmosphérique. Dans la seconde partie, nous ferons, dans un premier temps, une description détaillée des décharges plasmas à barrière diélectrique (DBD) créées à pression atmosphérique par la présentation de leur principe de fonctionnement, leurs caractéristiques ainsi que les différents régimes qui caractérisent les DBD. Ensuite, dans un second temps, nous présenterons une revue des différents actionneurs plasmas surfaciques employés pour le contrôle d'écoulement de gaz. Nous terminerons le chapitre par une brève étude bibliographique concernant les différents domaines d'applications industrielles des plasmas par DBD ainsi que les actionneurs à plasma.

I-2 Aperçu sur les décharges plasmas

I-2-1 Définitions des Plasmas

Le terme plasma provient du mot grec ("πλάσμα" « matière informe ») désignant la création d'une entité modulable [1]. La dénomination « plasma » a été employé en physique pour la première fois par le physicien et le chimiste Américain Irving Langmuir en 1928 [1-2], lors de son travail sur des oscillations présentes dans des gaz ionisés. Ce terme a été utilisé pour désigner un gaz ionisé contenu dans un tube de décharges. Langmuir à donner ce nom « plasma » par similitude aux plasmas sanguins à cause du transport des particules (électrons et ions) qui lui rappelait celui des cellules sanguines dans le plasma sanguin.

Un plasma est un état de la matière constitué d'un ensemble d'électrons, d'ions, de radicaux libres et de neutres à l'état fondamental et à l'état excité, ainsi que de photons. A l'échelle macroscopique, il est électriquement neutre. Cependant, contrairement aux gaz qui sont composés de particules électriquement neutres, il comporte des particules électriquement chargées : il est donc conducteur et les différentes particules y sont susceptibles d'interagir entre elles par le biais de différentes interactions électromagnétiques. Les propriétés uniques de ces plasmas orientent les scientifiques à le considérer comme étant le quatrième état de la matière,

faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états traditionnels : solide, liquide et gaz [2-4] (figure I-1).

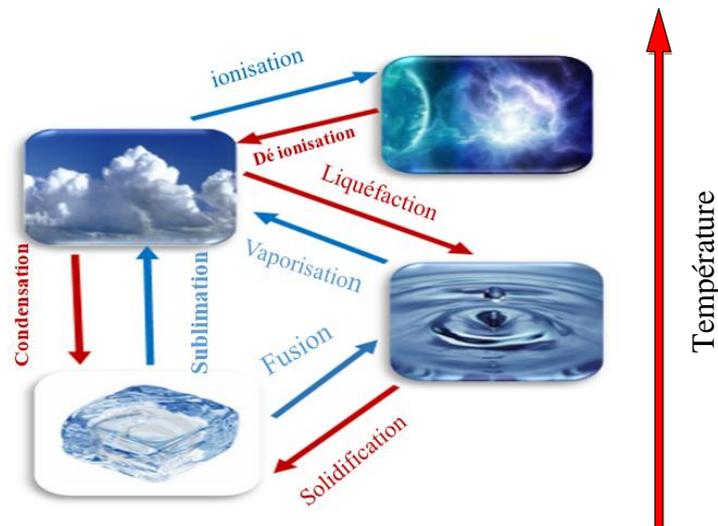


Figure I-1 : Les différents états de la matière avec les principaux changements de phase.

I-2-2 Grandeurs caractéristiques des plasmas et leurs classifications

Généralement les plasmas sont plus répandus dans l'univers ; ils représentent plus de 99% de la matière qui existe sous plusieurs formes. Les caractéristiques uniques du plasma sont devenues vitales pour un grand nombre d'applications de la vie quotidienne pour cela les plasmas peuvent être divisés en deux catégories [5] :

✓ Les plasmas naturels

C'est très rare de trouver ce type de plasma sur la surface de la terre car ils sont représentés par les étoiles, les milieux interstellaires, l'ionosphère, les nébuleuses, les quasars, les pulsars, les queues de comètes, les vents solaires et également les phénomènes météorologiques tels que les éclairs et les aurores boréales qui correspondent à des émissions lumineuses de plasmas.

✓ Les plasmas artificiels ou industriels

Ils sont aujourd'hui présents dans différents domaines d'applications. Ce type de plasma est produit artificiellement dans les laboratoires par l'application d'un champ électrique à un gaz neutre sous certaines pressions. L'application de ces plasmas a envahi divers domaines tel que l'éclairage (lampes à Néons), les écrans à plasma, l'industrie des matériaux (élaboration de couches minces, traitement de tout type de surface et gravure) ainsi que le médical (stérilisateurs à lampes UV, ionisateurs, ...)

Les différents plasmas sont définis par certains nombre de paramètres, parmi lesquels nous rappelons:

- **Le libre parcours moyen** : il désigne la distance moyenne parcourue par une particule (électron, ion, neutre, etc.) entre deux collisions successives. Il est exprimé par [2,6] :

$$\lambda = \frac{1}{\pi(r_1+r_2)^2 N} \quad (\text{I-1})$$

Où r_1 , r_2 sont les rayons des particules en collisions ; N est la densité de particule (nombres de particules par unité de volume).

- **Le degré d'ionisation « α »** : Il est déterminé à partir du rapport entre la densité des électrons libres et la somme des densités des particules neutres et des électrons [3,5] :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e} \quad (\text{I-2})$$

Avec n_e est le nombre d'électrons par unité de volume et n_0 le nombre de neutres par unité de volume

La valeur de α conditionne le comportement des particules dans le plasma, elle varie de 10^{-10} jusqu'à 1 ; selon cette valeur, on classe les plasmas en deux grandes familles:

a) Les plasmas froids : sont caractérisés par un faible degré d'ionisation ($\alpha \leq 10^{-4}$) et une faible densité d'électrons ($n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$). De plus ; les températures des ions (T_i) et des neutres (T_n) y sont proches de la température ambiante ($T_i \approx T_n = 100-1000 \text{ K}$) alors que la température électronique T_e est de l'ordre de 10^4 à 10^5 K . Ce type de plasma, aussi faiblement ionisé, est dominé par les interactions ion-neutre et électron –neutre.

b) Les plasmas chauds : ils sont fortement ionisés avec des interactions électron-électron et ions –ions dominantes. Dans ce type de plasma, les ions et les électrons sont à l'équilibre thermodynamique avec une température des particules lourdes (T_i , T_n) proche de celle des électrons T_e ($T_e \approx T_i \approx T_n$) et s'élève à plusieurs centaines de milliers de kelvins (le soleil, la foudre, les étoiles et les plasmas des Tokamaks pour la fusion thermonucléaire).

Le tableau I-1 donne quelques caractéristiques des plasmas chauds et froids.

Tableau I-1 : Les principales caractéristiques des plasmas froids et chauds [7]

	<i>Plasma Froids</i>	<i>Plasmas Chauds</i>
Densité électronique n_e [m^{-3}]	$<10^{19}$	$10^{21}-10^{26}$
Température électronique T_e [K]	10^4-10^5	$\geq 10^5$
Température des ions T_i [K]	$T_i \approx T_g$	$T_i \approx T_e$
Température des neutres T_n [K]	$T_n \approx T_g$	$T_i \approx T_e$
Température du gaz T_g [K]	$300-10^3$	$T_g=T_e$

➤ **Longueur de Debye**

La longueur de Debye est un facteur essentiel dans la caractérisation d'un plasma. Elle décrit la distance à partir de laquelle les interactions entre particules chargées sont négligeables au sein du plasma. La longueur de Debye dépend de l'énergie moyenne des électrons et de leur densité. Elle est donnée par la relation suivante [3, 5] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (\text{I-3})$$

Avec : e la charge de l'électron (en coulomb) ; ϵ_0 la permittivité du vide en ($F.m^{-1}$), k_B la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \times 10^{-23} J/k$) et T_e en degré K

Le gaz ionisé est considéré comme plasma si sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du gaz et si le nombre de particules dans la sphère de Debye est plus grand que l'unité. Par exemple, la longueur de Debye d'un plasma à basse pression ($< 300 mTorr$) est autour de 1 mm et le nombre d'électrons dans la sphère de Debye se trouve autour de 10^4-10^7 électrons [8].

➤ **La Température électronique T_e** : elle traduit l'énergie cinétique moyenne des électrons par l'équation [9-10]:

$$E_c = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{3}{2} k_B T_e \quad (\text{I-4})$$

$$\text{Ou } T_e (\text{V}) = k_B T_e (\text{k}) / e \quad (\text{I-5})$$

Avec E_c , l'énergie cinétique de l'électron, m_e ; sa masse et v ; la vitesse moyenne des électrons.

La température électronique est influencée par plusieurs paramètres. Sur la figure (I-2) nous montrons, par exemple, comment la température ainsi que la température globale du gaz T_g varient avec la pression du gaz.

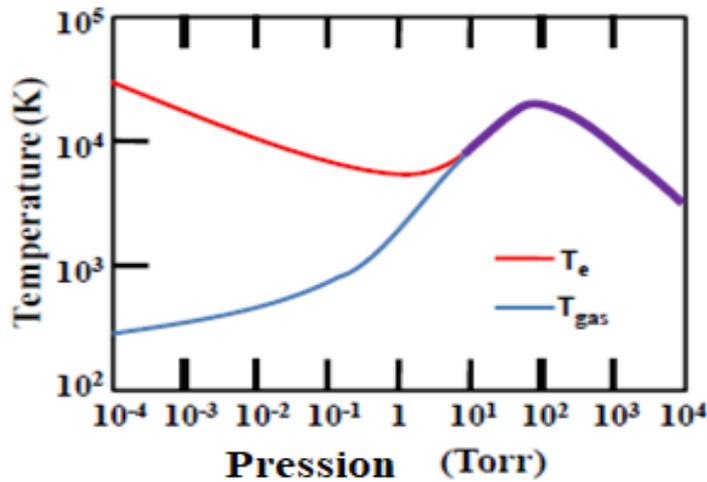


Figure I-2 : Evolution de la température électronique T_e et de la température du gaz T_g en fonction de la pression [11]

Selon la valeur de la température électronique on peut subdiviser les plasmas froids en deux catégories à partir d'ici:

- a) **Les plasmas froids thermiques :** Le nombre de collisions entre les particules dans ce type de plasma augmente à cause de la densité électronique très élevée, cela provoque une élévation de la température des particules lourdes qui est à son tour proche de celle des électrons (environ 10 000 K). Dans ce cas, toutes les espèces sont à l'équilibre thermodynamique (les espèces neutres, les ions et les électrons sont à la même température : celle du gaz T_g). Le meilleur exemple d'utilisation de ce type est les arcs et les torches à plasmas qui sont utilisées dans l'industrie pour la découpe et la soudure.

- b) **Les plasmas froids non thermiques:** Ce type de plasmas appelés également plasmas hors équilibre thermodynamique. Dans ce cas, la température des particules lourdes (entre 300 et 1000 K) est très inférieure à celle des électrons T_e ; la température du gaz est proche de la température ambiante alors que celle des électrons est très élevée (entre 10^4 et 10^5 K). Elle est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques. La majeure partie de l'énergie injectée est alors convertie en réactivité chimique et non pas en

énergie thermique [12]. Les plasmas considérés dans notre étude font partie de cette catégorie.

➤ **Fréquence d'oscillation du plasma**

La fréquence plasma souligne le caractère collectif du comportement des particules chargées. Dans un plasma initialement neutre, on produit une perturbation locale par l'application d'un champ électrique, celui-ci va tendre à revenir vers l'état d'équilibre de neutralité. Ce phénomène provoque l'oscillation des espèces chargées et en particulier les électrons qui sont plus légers que les ions. Ces électrons oscillent en allée et retour (oscillation pendulaire) autour de leurs états d'équilibre avec une fréquence caractéristique. Ce mouvement est si rapide que les ions restent presque immobiles. La fréquence plasma électronique est alors définie par [2,5]:

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \approx 8980 \sqrt{n_e} \quad (\text{Hz}) \quad (\text{I-6})$$

Avec ω_{pe} (rad/s) la pulsation plasma électronique. Si maintenant nous considérons la masse finie des ions, ils vont aussi osciller à une fréquence caractéristique appelée «fréquence plasma ionique qui est définie par :

$$f_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}} \quad (\text{I-7})$$

Avec ω_{pi} (rad/s) la pulsation plasma ionique, n_i (cm^{-3}) la densité ionique et m_i (kg) la masse des ions.

La fréquence plasma est alors la somme des fréquences plasmas électronique et ionique

$$f_p = f_{pi} + f_{pe} = \frac{1}{2\pi} (\omega_{pe} + \omega_{pi}) \quad (\text{I-8})$$

Ainsi dans l'hypothèse d'ions portant une seule charge, nous constatons que le rapport des fréquences propres aux électrons et aux ions peut être égal à :

$$\frac{f_{pe}}{f_{pi}} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (\text{I-9})$$

Ce résultat montre que la fréquence plasma des électrons est toujours supérieure à celle des ions. Par ailleurs, ces fréquences rendent compte de la capacité des charges (électrons, ions) à suivre

les variations périodiques du champ électrique appliqué par le générateur. Le tableau I-2 résume les différents types de plasmas selon la valeur de la fréquence d'excitation f par rapport aux fréquences plasmas électronique f_e et ionique f_i :

Tableau I-2 : La classification des plasmas en fonction de leur fréquence

Les plasmas basse fréquence (BF)	$f < f_{pi} < f_{pe}$;	$f < 100k \text{ Hz}$
Les plasmas haute fréquence (HF)	$f_{pi} < f < f_{pe}$;	$1\text{MHz} < f < 100\text{MHz}$
Les plasmas radio fréquence (RF)	typiquement	$f = 13.56\text{MHz}$
Les plasmas hyperfréquences	$f_{pi} < f_{pe} \leq f$;	$f > 100\text{MHz}$
Les plasmas Micro-onde (MO)	typiquement	$f = 2.45 \text{ GHz}$

➤ Les Collisions dans les plasmas

Lors de l'application d'un champ électrique entre les électrodes, les électrons émis par la cathode vers l'anode vont entrer en collision avec les espèces présentes dans le gaz. C'est de ces collisions que découle la formation des espèces réactives du plasma.

Les types de collisions qu'on rencontre dans un plasma sont [13-15] :

- *Les collisions élastiques* : où l'énergie cinétique de la particule neutre et de l'électron est conservée.
- *Les collisions inélastiques* : où l'énergie cinétique n'est pas conservée ; cela signifie que ce type de collision est la source d'un nombre important de réactions physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

Le tableau I-3 liste les différents types de réactions se produisant dans les plasmas, dont les collisions les plus importantes sont : l'ionisation, l'excitation, l'attachement et la recombinaison.

Tableau I-3 : Les différentes collisions induites par un électron dans un plasma [16]

<i>Nom de la collision électronique</i>	<i>Réactions</i>
Ionisation	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$
Excitation	$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$
Ionisation « Penning »	$e + A^* \rightarrow 2e + A^+$
Dissociation	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Ionisation dissociative	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$
Attachement dissociatif	$e + AB \rightarrow A^- + B$
Recombinaison	$e + A^+ + B \rightarrow A + B$

Où A et B désignent des atomes neutres.

Dans le cadre de notre travail, nous nous intéressons au cas du plasma dans :

- Les gaz rares tels que l'hélium (He) et l'argon (Ar)
- L'oxygène (O₂) et le dioxyde de carbone (CO₂) dont l'objectif est la production d'ozone (O₃) et le monoxyde de carbone (CO).
- L'air, sachant que ce dernier représente un mélange de l'azote et l'oxygène (N₂, O₂).

I-2- 3 Les plasmas froids à pression atmosphérique

D'après, les descriptions générales des plasmas présentées ci-dessus ; les plasmas qui nous intéressent, dans le cadre de notre étude, sont les *plasmas froids non thermiques* ou *plasma de décharge électrique* qui sont généralement créés en laboratoire. Les plasmas de laboratoire les plus étudiés jusqu'à nos jours sont les plasmas établis sous vide ou à basse pression car ils sont plus faciles à obtenir et plus stables que ceux obtenus à pression atmosphérique. Ces dernières produisent peu de collisions. Ce type de plasma touche différents domaines d'applications, notamment le domaine de la micro et de la nanoélectronique, comme le dépôt de films minces qui entre dans la fabrication de composants microélectroniques (tels que les circuits intégrés et les microprocesseurs).

En contrepartie pour certaines applications, le vide constitue un obstacle vu le coût élevé des systèmes de vide. Cela constitue un challenge pour les physiciens pour essayer de créer des plasmas à des pressions atmosphériques [7,17] ; ces derniers, en plus de leur réalisation à de faibles coûts, sont caractérisés fréquemment par une forte réactivité. Comme tout plasma électrique, les mécanismes principaux qui amènent à la création d'une décharge plasma à pression atmosphérique sont :

- L'application d'une différence de potentiel (continue, alternative ou pulsée) entre les deux électrodes.
- La création et l'accélération de charges électroniques et ioniques.
- Le Calquage électrique.
- L'Excitation des espèces plasmas.
- L'Introduction de réactions chimiques en surface du matériau

De plus, selon la configuration des électrodes, les décharges électriques à pression atmosphérique peuvent être de type couronne, Arcs et torches à plasmas, Jet plasma et/ou DBD (lorsque une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique) [18].

I-2-4 Génération et entretien d'un plasma

Généralement, les plasmas sont créés dans un milieu gazeux où une partie des molécules ou atomes est excitée (ou métastable) et l'autre est ionisée. Dans les laboratoires, les plasmas utilisés pour différentes applications sont créés par l'application d'une quantité d'énergie (arc) ou un champ électrique dans un espace neutre (Figure I-3). Le processus de transformation d'un milieu gazeux isolant en un milieu conducteur (plasma) par application d'un champ électrique se dit ***claquage électrique***.

Au début, le champ électrique par interaction avec quelques électrons présents dans le gaz induit des collisions inélastiques qui créent des électrons secondaires. Le taux d'ionisation est très élevé durant les premiers instants de la décharge, il y'a une multiplication du nombre d'électrons comme s'il y avait une cascade électronique (avalanche). Dans cette phase transitoire de formation du plasma, les espèces en présence ne suivent pas la distribution Maxwellienne en termes de vitesse et d'énergie. Etant donné que la décharge existe grâce aux électrons générés par le gaz pour le maintenir dans l'état ionisé, le champ électrique externe est nécessaire.

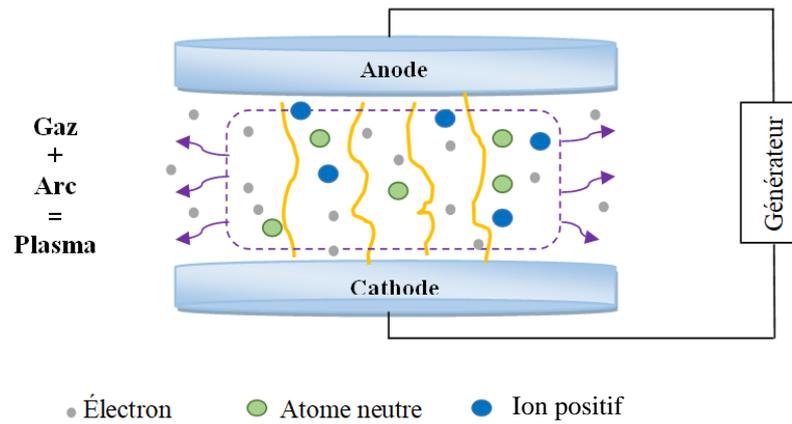


Figure I-3 : Schéma de principe d'une décharge plasma

I-2-5 Claquage d'une décharge plasma

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux mécanismes d'initiation des plasmas. Avec lesquels une décharge est caractérisée par la tension de claquage (ou tension disruptive) du gaz qui lui donne naissance. Cette tension est nécessaire pour débiter un plasma entre deux électrodes planes et parallèles. En 1889, le physicien allemand Friedrich Paschen a découvert différentes valeurs de tension de claquage qui ont été mesurées expérimentalement pour chaque gaz [19]. Cette tension varie selon la valeur de la pression, la température, la nature du gaz et la distance inter-électrodes. Selon la loi de Paschen, la tension de claquage est donnée par la relation suivante [20-22] :

$$V_{\text{claquage}} = \frac{B \cdot p \cdot d}{C + \ln(p \cdot d)} \quad (\text{I-10})$$

Avec:

$$C = \ln\left(\frac{A}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right) \quad (\text{I-11})$$

Ou :

d : la distance inter-électrodes [cm].

p : la pression du gaz exprimée en Torr.

A et B : Sont deux constantes qui dépendent du gaz. Elles sont exprimées respectivement en $[\text{Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}]$ et $[\text{V} \cdot \text{Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}]$.

γ : est le second coefficient de Townsend qui dépend de la nature des électrodes

Les valeurs A et B sont déterminées expérimentalement pour chaque gaz (Tableau I-4) et elles

sont considérées constantes sur un domaine de champ réduit E/p [23-24].

Tableau I-4 : Les valeurs des constantes A et B pour différents gaz ; et les gammes de E/p où la formule est valide [23-24]

Gaz	A (Torr ⁻¹ .cm ⁻¹)	B (V.Torr ⁻¹ .cm ⁻¹)	Domaine de validité E/p (V.Torr ⁻¹ .cm ⁻¹)
H ₂	5	130	150-600
N ₂	12	342	100-600
CO ₂	20	466	500-1000
Air	15	365	100-800
H ₂ O	13	290	150-1000
HCl	25	380	200-1000
He	3	34	20-150
Ne	4	100	100-400
Ar	14	180	100-600
Kr	17	240	100-1000
Xe	26	350	200-800
Hg	20	370	200-600

Pour une température constante, la figure I- 4 présente les courbes de Paschen pour différents gaz tel que Ar, He, N₂, H₂, Ne et Air. Le tracé de la tension de claquage est donné en fonction du produit pression du gaz x distances inter-électrodes ($p \times d$) [25].

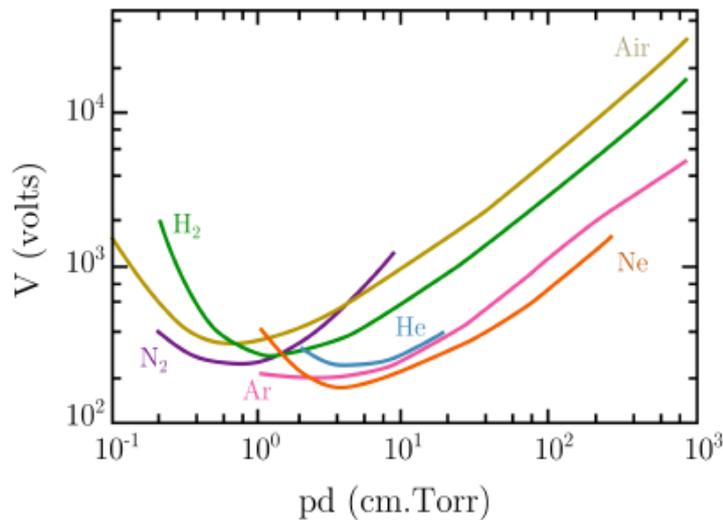


Figure I-4 : Courbe de Paschen pour différents gaz [26]

Plusieurs modes de claquage existent dans le domaine du plasma froid. Les plus courants sont le claquage de Townsend, le claquage de type streamer et le claquage de type spark (étincelle) [27].

La nature de ces claquages est conditionnée par les valeurs du produit $p \times d$. Ainsi, si :

- $p \times d$ est inférieur à quelques dizaines de Torr.cm, le claquage est habituellement de type Townsend ce qui conduit à une décharge homogène de grand rayon.
- $p \times d$ est plus élevé, le claquage est normalement de type streamer ce qui conduit à une décharge de faible rayon très énergétique et non homogène.

Dans ce qui suit, nous allons décrire ces deux types de claquage car ce sont ceux qui vont intervenir dans les décharges étudiées dans ce travail.

Quel que soit le type de claquage, l'avalanche électronique est l'origine de tout processus de claquage (dite processus primaire) ; l'initiation de ce processus est conditionné par deux paramètres importants : le premier est la présence d'électrons libres dans l'espace inter-électrodes, ces électrons sont des *électrons germes*, le deuxième est un coefficient d'ionisation effectif α_{eff} positif ; ce dernier est donné par l'expression

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha - \alpha \quad (\text{I-12})$$

Où α et α sont respectivement, le premier coefficient d'ionisation de Townsend et le coefficient d'attachement [28]. Cette condition peut être satisfaite si le champ électrique réduit E/N est suffisamment élevé pour compenser la faible valeur du libre parcours moyen des électrons.

a) Mécanisme du claquage de Townsend

Au début du vingtième siècle, Townsend a développé une théorie qui décrit le processus de claquage d'une décharge à une pression p , entre deux électrodes planes et parallèles, séparées par une distance d [29]. Cette théorie donne une description précise de ce processus pour un ensemble de conditions dans lesquelles le produit $p \times d$ est limité à une gamme d'environ 0,1-100 Pa.m (0,075-75 Torr.cm), cette dernière est basée sur l'émission électronique secondaire à la cathode sous l'effet du bombardement ionique et des états excités métastables.

En appliquant une tension V entre deux électrodes planes de distance d , un champ électrique E_0 homogène de la forme $E_0 = V/d$ va se former ; des électrons germes produits dans un gaz par une source externe, provoquera une avalanche d'électrons vers l'anode. Le nombre d'électrons produits par cet électron germe en se déplaçant de la cathode vers l'anode est traduit par $e^{\alpha \cdot d}$. La relation de Townsend s'écrit

$$I = I_0 e^{\alpha \cdot d} \quad (\text{I-13})$$

Où : I est le courant (A)

I_0 est le courant du aux électrons primaires (A)

α est le premier coefficient de Townsend (m^{-1})

d est la distance inter-électrode

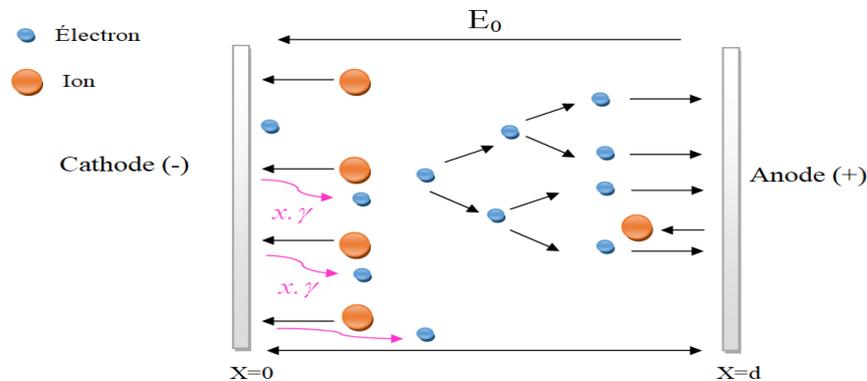


Figure I-5 : Le principe du mécanisme de claquage de Townsend

La transition des électrons de la cathode vers l'anode génère des électrons secondaires entraînant la création d'ions chargés positivement. Ces ions bombardent la cathode avec leur énergie cinétique et arrachent des électrons secondaires (chaque ion frappant la cathode libère des électrons γ) comme c'est illustré sur la figure I-5. Ce phénomène est appelé effet de l'émission secondaire qui dépend de la nature de l'électrode et du gaz. La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par l'introduction d'un second coefficient de Townsend. Townsend a pu établir la condition d'apparition d'une décharge disruptive autonome (claquage) dans un gaz (critère d'auto-entretien) exprimée par:

$$\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (\text{I-14})$$

Pour qu'une nouvelle avalanche se produise les ions positifs formés dans l'avalanche électronique primaire doivent extraire au moins un électron à la cathode. On dit que la décharge est non-entretenu si l'équation I-14 reste inférieure à 1 [30]:

$$\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) \geq 1 \quad (\text{I-15})$$

b) Mécanisme du claquage de Streamer

Comme nous l'avons présenté précédemment, le claquage de type Townsend est obtenu à basse pression et pour un produit $p \cdot x \cdot d$ inférieur à quelque dizaines de Torr.cm. Par contre pour une haute pression, y compris la pression atmosphérique ; Leob [31-32], Reather [33] and Meek [34] ont développé un autre mécanisme dénommé « *mécanisme de streamer* ». Ce dernier ne peut pas être décrit par la théorie classique de Townsend. Lorsque le produit $p \cdot x \cdot d$ est supérieur à 1000

Torr.cm, le claquage de type streamer est observé. Ce type de claquage est basé sur la formation d'un électron secondaire dans le gaz et la constitution d'une charge d'espace importante. Son mécanisme présente plusieurs étapes de formation en citant (Figure I-6) :

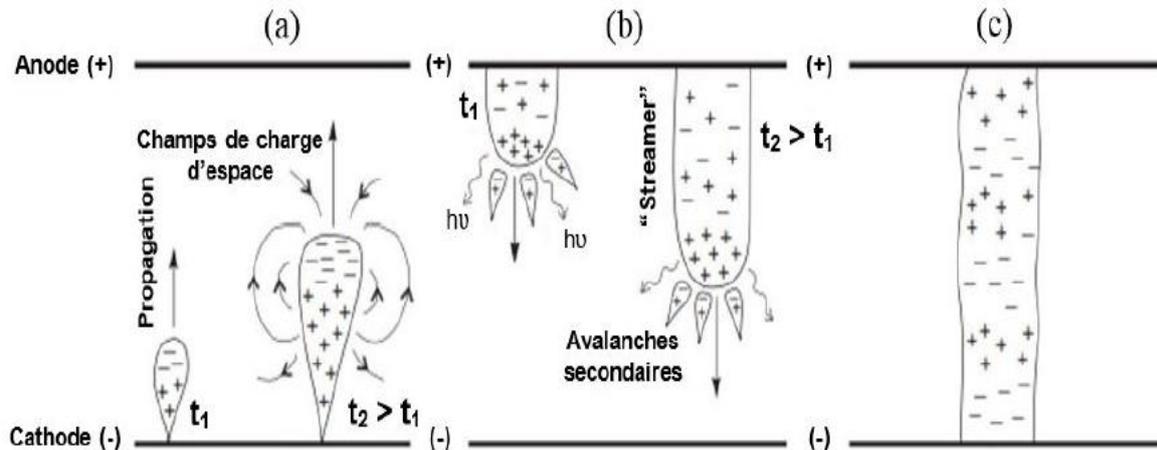


Figure I-6 : Le Mécanisme de claquage de type « streamer » (a) l'avalanche électronique primaire ; (b) propagation du streamer ; (c) établissement du filament [27].

- L'avalanche primaire et la création d'une charge d'espace.
- La création d'avalanche secondaire.
- La Propagation du streamer.
- La Formation du canal du filament.

1) L'avalanche électronique primaire (Figure-I.6a)

L'application d'un champ électrique E_0 , entre deux électrodes, accélère l'électron germe qui se trouve près de la cathode. Après plusieurs ionisations successives, l'avalanche électronique primaire se forme et croît très rapidement de la cathode vers l'anode. Cette dernière est caractérisée par une forte charge d'espace (CE), sa répartition dans le gaz forme une structure dipolaire dont les charges négatives (électrons) constituent le front de l'avalanche tandis que les charges positives (ions) restent en queue du fait que leur vitesse est 100 à 1000 fois plus inférieure à celle des électrons. Le champ E_c créé par cette CE est opposé au champ appliqué. Le champ résultant de cette charge va devenir plus important que le champ appliqué si le nombre d'électrons dans l'avalanche, avant d'atteindre l'anode, dépasse un seuil critique N_{cr} ($N_{cr} \approx 10^8$), et cela entraîne une distorsion du champ au niveau de la tête de l'avalanche, augmentant la vitesse de propagation de l'avalanche vers l'anode (c'est ce qui différencie le claquage de type streamer de celui de Townsend). N_{cr} est le critère de Meek [27, 34] qui définit la relation :

$$e^{ad} \leq N_{cr} \quad (\text{I-16})$$

Avec α le 1^{er} coefficient d'ionisation de Townsend et d la distance inter-électrodes.

2) *Propagation du streamer et transition de l'avalanche* (Figure I-6b)

Quand l'avalanche électronique arrive à l'anode, les électrons qui sont plus mobiles que les ions sont absorbés par cette dernière et leur propagation vers l'anode est plus rapide que celle des ions vers la cathode. Dans ce cas, un streamer positif va se développer. A cause des électrons secondaires créés par photo-ionisation dans la charge d'espace, des petites avalanches secondaires sont créées à la tête du streamer et chaque avalanche créée continue à progresser pour son propre compte, de façon très rapide, et se mélange aux ions issus de l'avalanche primaire. Durant cette phase les nouvelles charges attirent à leur tours les électrons provenant de la seconde génération d'avalanche secondaire et ainsi de suite jusqu'à l'arrivée à la cathode.

3) *Formation du canal de filament* (Figure I-6c)

Durant cette phase, le claquage est terminé dès que le streamer atteint l'anode et un mince canal conducteur s'établit entre les deux électrodes. Si le courant n'est pas limité, ce canal peut transiter vers un arc électrique.

I-2-6 Les principales décharges à plasmas froids

Dans le domaine des plasmas froids ils existent de nombreuses sources de plasma qui diffèrent par la pression du travail (basse ou haute pression), par la méthode d'application du champ électrique, soit statique (tensions DC) ou dynamique (champ AC ou RF) et par la fréquence d'excitation qui va du continu jusqu'au domaine des microondes. Dans la liste qui suit, nous citons les différents types de plasmas les plus utilisés [35-41] :

- ▶ La décharge DC à courant continu (continu ou 50 Hz).
- ▶ La décharge corona ou décharge couronne.
- ▶ La décharge à barrière diélectrique ou DBD.
- ▶ Les torches à plasma.
- ▶ Les jets plasmas.
- ▶ La décharge RF à couplage capacitif (13,56 MHz).
- ▶ La décharge RF à couplage inductif (13,56 MHz).
- ▶ La source hélicon (13,56 MHz).

- ▶ La décharge ECR à résonance cyclotronique électronique (2,45 GHz).
- ▶ La décharge micro-ondes à cavité résonante (2,45 GHz).
- ▶ La décharge micro-ondes à onde de surface (2,45 GHz).

a- Décharge à courant continu (DC)

Les décharges plasmas froids non thermiques, en courant continu DC ont fait l'objet de plusieurs études et travaux depuis le début de leur apparition ; spécialement dans le cas des basses pressions [42-44]. Ce type de décharge DC est typiquement généré dans une enceinte en verre fermée remplie par un gaz à une pression fréquemment comprise entre 10mTorr et 10Torr [2]. Cette décharge est réalisée entre deux électrodes par l'application d'une différence de potentiel V , comme le présente la figure I-7. L'objectif de ce montage est de contrôler l'évolution du courant à l'aide d'une source de tension en série avec une résistance variable R pour déterminer les divers régimes de fonctionnement de cette décharge. Selon la valeur de la tension et du courant de décharge, la caractéristique courant –tension fait apparaître plusieurs domaines qui correspondent aux différents régimes qui peuvent subsister dans les plasmas [45]. Dans ce qui suit, nous allons décrire en détail ces différents régimes.

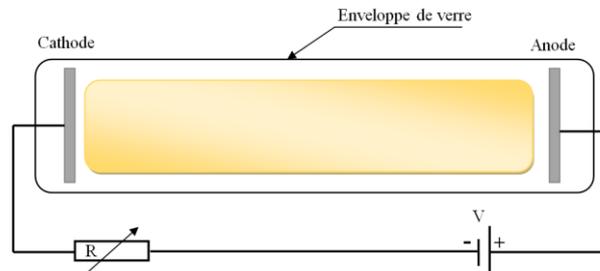


Figure I-7 : Un dispositif expérimental pour l'étude des décharges électriques

Lorsque la décharge est établie dans l'espace inter-électrodes, un agencement de différentes régions distinguées par une distribution spatiale de l'intensité lumineuse se produit entre la cathode et l'anode. Ces différentes régions sont aussi caractérisées, chacune, par une distribution du potentiel et du champ électrique, de la densité d'espèces chargées ainsi que du courant de décharge. La figure I-8, illustre les cinq principales régions avec chacune ces propres propriétés et caractéristiques.

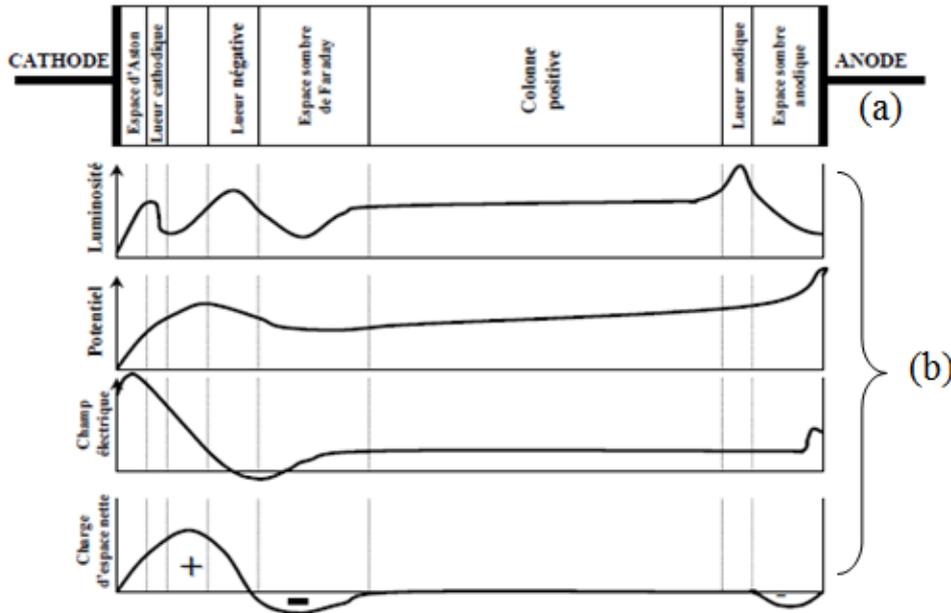


Figure I-8 : Les propriétés principales d'une décharge Luminescente (a) Aspect de la décharge ; (b) Répartition longitudinale des caractéristiques [45].

➤ *L'espace cathodique ou gaine cathodique :*

Cette gaine cathodique est caractérisée par une zone de charge d'espace positive située entre le plasma et les électrodes, crée un champ électrique intense qui agit sur les particules chargées : les électrons sont accélérés vers le plasma alors que les ions sont accélérés vers les parois. Les électrons gagnent de l'énergie dans la chute cathodique, pour ioniser et exciter les particules neutres du gaz.

➤ *Lueur négative :*

C'est la zone la plus lumineuse de la décharge. Les électrons arrivant de la chute cathodique sont très rapides et ils sont responsables de nombreux processus tel que l'ionisation et l'excitation des neutres du gaz. Malgré le fait que le champ électrique est faible dans cette région, un grand nombre d'atomes se désexcite en émettant des photons qui sont à l'origine de la forte luminosité de cette zone.

➤ *L'espace de Faraday*

Aucune émission lumineuse n'est présente car les électrons qui ont perdu leur énergie atteignent l'espace de Faraday. La charge d'espace majoritaire est négative, car cette zone est caractérisée par une absence de réactions qui conduit à la croissance du champ électrique. Ce qui crée une nouvelle accélération des électrons.

➤ *La colonne positive*

Cette zone est dite zone plasma. Dans cette dernière, les densités d'espèces chargées positivement sont égales à celles des espèces chargées négativement. Les électrons sont ralentis et le champ devient quasi nul parce que la charge globale d'espace tend vers zéro. Pour que la décharge soit auto-entretenu, il faut créer des électrons par ionisation pour compenser les pertes aux parois.

➤ *La zone anodique*

La zone anodique comprend l'espace sombre anodique et la gaine anodique, comme l'anode est un collecteur d'électrons, elle est caractérisée par une charge d'espace négative et une chute de tension anodique et par la suite un champ électrique plus important que dans la colonne positive. Cela peut provoquer des réactions réactives qui expliquent l'existence d'une certaine luminosité.

D'après ce que nous avons présenté précédemment, la relation entre la chute de tension et le courant de décharge est appelée caractéristique courant-tension. La figure I-9 représente ces caractéristiques pour une décharge observée dans un tube à décharge (figure I-7) à une pression autour de la pression atmosphérique (courbe en rouge) et pour une décharge basse pression (< 1 mbar) (courbe en bleu). Selon cette courbe, on peut distinguer sept zones.

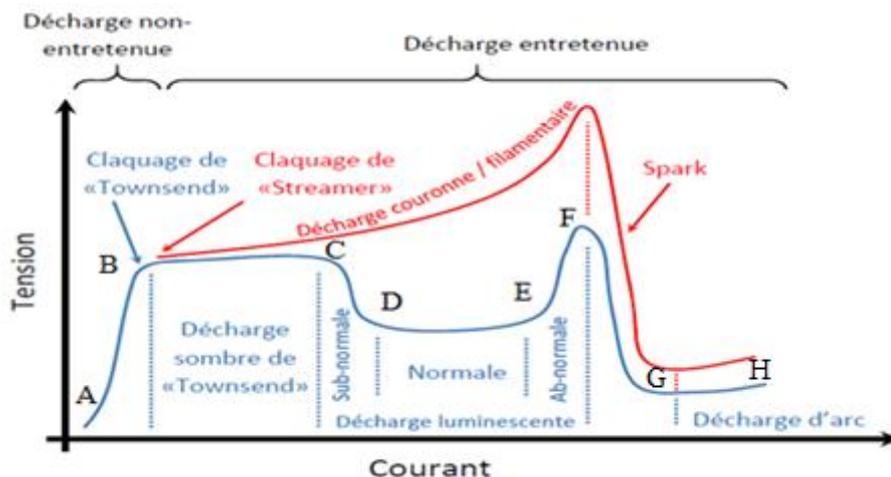


Figure I-9: Caractéristiques courant-tension dans les gaz à haute et à basse pression. La courbe bleue correspond aux décharges «basse pression» et la courbe en rouge correspond aux décharges «Haute pression» [26].

i- Le régime non autonome

Cette région, notée (AB) sur la figure I-9 est nommée « décharge non autonome » parce qu'elle est caractérisée par une faible valeur de tension et courant. La décharge n'existe qu'en présence d'une source d'ionisation extérieure, et si cette source extérieure disparaît, la décharge ne peut pas s'entretenir. Cette région est divisée en deux régimes :

- **Régime d'ionisation de fond**

Initialement si nous réglons la tension de sortie du générateur V_0 appliquée aux bornes des électrodes, à une très faible valeur (positive), les électrons libres présents dans l'atmosphère et qui sont créés par le rayonnement cosmique sont collectés par l'anode. Ceci permet de mesurer un très faible courant dans la décharge. Ce régime est appelé aussi décharge non autonome sans multiplication électronique.

- **Régime de saturation**

Ce régime est appelé aussi une décharge non autonome avec multiplication électronique parce que tous les électrons et les ions produits dans le régime précédent disparaissent dans le volume de décharge, en augmentant légèrement la valeur de la tension V_0 . Ces espèces (électrons et ions) sont collectées par la cathode et l'anode respectivement. Si le champ électrique imposé $E=V_0/d$ (d est l'espace inter- électrodes) n'est pas suffisant pour ioniser le gaz, le courant alors dépend uniquement de la capacité du rayonnement cosmique à ioniser le gaz. Celui-ci produit un certain nombre d'électrons (ou d'ions) dans le volume de la décharge par unité de temps, que nous noterons S [$m^{-3} \cdot S^{-1}$]. En conséquence, le courant sera constant (courant de saturation, I_{sat}) pour toutes les valeurs de la tension et son expression sera donnée par la relation (I-17), où V correspond au volume de la décharge et e à la charge de l'électron :

$$I_{sat} = S \cdot V \cdot e \quad (I-17)$$

- ii- **Régime de Townsend (BC)**

L'augmentation du champ électrique permet aux ions d'acquérir suffisamment d'énergie pour permettre l'émission d'électrons secondaires à la cathode qui jouent le rôle d'une « source extérieure ». Dans ce régime on remarque que la tension du gaz est constante alors que le courant continue d'augmenter.

D'après la figure I-9, le régime luminescent contient trois principaux régimes qui sont : le régime subnormal (CD), le régime normal (DE) et le régime anormal (EF) qui sont décrits ainsi :

- iii- **Régime Subnormale (CD)**

Dans ce régime, le champ électrique augmente et devient suffisamment important et à cause du bombardement des ions positifs, des électrons secondaires sont émis par la cathode. Ces dernières font augmenter le courant et diminuer la tension aux bornes du gaz, comme le montre

la figure I-9, provoquant une transition discontinue entre le régime de Townsend et le régime luminescent. Ce champ électrique peut être désigné comme le champ électrique de claquage. La décharge est plus lumineuse mais ne recouvre pas la totalité de la surface des électrodes.

iv- Régime normale (DE)

Dans ce régime, la tension est constante et le courant est faible, la surface de la décharge ne recouvre pas radialement toute la surface des électrodes. Quand le courant augmente, la décharge s'étale radialement. A partir d'un certain courant, la surface de la décharge recouvre toute la surface des électrodes. Si on augmente encore le courant, la tension augmente pour maintenir la condition d'auto-entretien; on se trouve alors dans le régime anormal.

v- Régime anormale (EF)

Dans cette région toute la surface de la cathode est utilisée et le courant ne peut augmenter que si sa densité augmente. Ceci entraîne une augmentation de la densité d'ions dans la gaine, d'où une diminution de l'épaisseur de gaine. Cette configuration (gaine plus courte qu'en régime normal) est moins efficace pour l'ionisation, et il faut augmenter la tension pour retrouver la condition d'auto-entretien d'où la croissance de la tension avec le courant dans ce régime.

vi- Arc électrique (FG)

Quand le courant atteint la gamme des ampères, la décharge luminescente tend vers l'arc. Le segment FG décrit la transition et GH représente la décharge d'arc.

b- Décharge couronne

La décharge couronne ou « corona discharge » fait partie de la famille des plasmas froids non thermiques. Habituellement elle se produit aux alentours de la pression atmosphérique et elle est caractérisée par une dissymétrie géométrique des électrodes. Le principe repose sur l'application d'une haute tension (plusieurs dizaines de kilovolts) entre deux électrodes distantes de quelques millimètres. L'une des électrodes à un petit rayon de courbure (pointe ou fil) et l'autre électrode est beaucoup plus grande (plaque plate ou cylindre), comme le montre la figure I-10. Le gaz qui était initialement électriquement neutre devient plus ou moins conducteur en raison de la création d'électrons et d'ions. Le champ électrique réduit est fortement non uniforme dans l'espace inter électrodes. Ce dernier peut être réparti en deux régions :

- La première est caractérisée par une valeur élevée du champ au voisinage de l'électrode pointe qui décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de la cathode plane. A proximité de la pointe anodique, l'amplitude importante du champ électrique réduit permet de générer des électrons avec des énergies suffisantes pour ioniser le gaz. Le plasma ainsi créé forme une couronne autour de la pointe.
- La deuxième est constituée par le reste de l'espace inter électrode où l'intensité du champ électrique devient beaucoup plus faible. Le plasma disparaît lentement dans cette zone avant d'atteindre la contre électrode ; ce qui évite le passage à l'arc électriques [17].

La couronne est dite positive si la tension appliquée est positive, alors la pointe se comporte comme une anode et si elle est polarisée négativement, la couronne est dite négative et elle se comporte comme une cathode.

Les configurations les plus courantes pour générer des décharges couronnes sont illustrées sur la figure I-10.

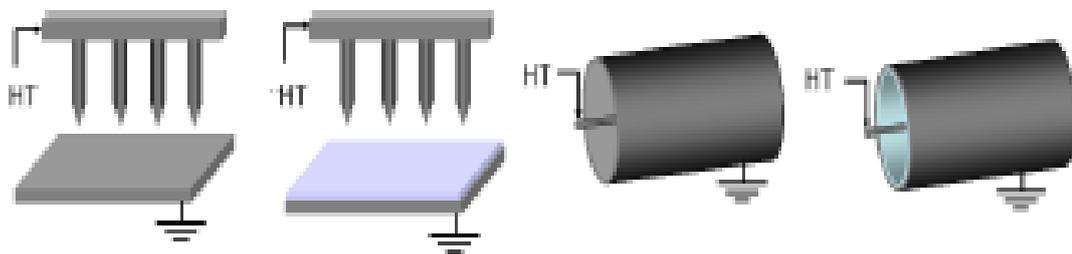


Figure I-10 : Configurations d'une décharge couronne [46] : violet /vert : diélectrique et gris : métal

c- Décharge à Barrière Diélectrique

Les décharges dites à barrière diélectrique (DBD) sont caractérisées par la présence d'au moins un composant diélectrique en contact ou non avec les électrodes. Le matériau diélectrique recouvre soit l'électrode seule, soit l'électrode et la contre électrode, si le matériau à traiter est isolant. Suivant le type d'application envisagée, plusieurs formes et dispositions du couple électrode-diélectrique sont utilisées (figure I-11) [27-47].

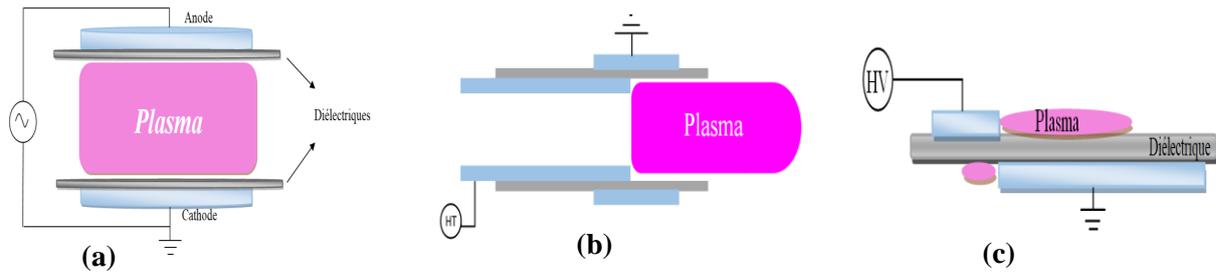


Figure I-11 : Différents schémas d'une décharge plasma à barrière diélectrique ;
 (a) décharge DBD en volume; (b) jet plasma ; (c) une décharge de surface classique.

A titre d'exemples, les électrodes cylindriques sont plus adaptées au traitement des gaz alors que les structures avec électrodes planes sont plutôt utilisées pour le traitement de surfaces. L'avantage de ce type de configuration est de supprimer la possibilité de création d'arc électrique entre les deux électrodes. Ceci permet l'obtention de décharges électriques plus uniformes, homogènes, stables et contrôlables que la décharge couronne. Au cours de cette thèse nous nous sommes focalisés sur les décharges plasma DBD en volume et en surface.

d- Décharge Radiofréquence

La décharge dite radiofréquence (RF) permet la création des plasmas dans les laboratoires et dans l'industrie, dans divers domaines tel que la micro et la nanotechnologie. En général les décharges RF fonctionnent dans une gamme de fréquences d'excitation comprise entre 1 et 200 MHz, à différentes valeurs de pression, selon l'application recherchée et aussi à des tensions typiquement de quelques centaines de Volts contrairement aux décharges DC [45,48]. Les générateurs commercialisés travaillent uniquement avec une fréquence fixe dont la valeur est 13.56 MHz. A cette fréquence, les électrons arrivent à suivre aisément les variations du champ électrique ; par contre les ions, vu leur plus grande masse, n'arrivent pas à suivre la variation du champ et restent immobiles mais ils suivent le champ moyen dans les gaines. La grande mobilité des électrons, par rapport aux ions, cause la création d'une auto-polarisation. Les deux principaux types de réacteurs RF qui peuvent être utilisés sont : Les réacteurs à couplage capacitif CCP (Capacitively Coupled Plasma) et les réacteurs à couplage inductif ICP (Inductively Coupled Plasma) [36,38].

i- La décharge RF à couplage capacitif (CCP)

C'est en 1960, que fut la première utilisation des décharges à couplage capacitif pour l'obtention d'un milieu actif pour le laser CO₂-He-Ne [49]. La façon la plus simple pour générer une décharge RF capacitive est l'application d'une tension entre deux électrodes planes et parallèles (généralement circulaires) séparées par une distance de quelques centimètres. Fréquemment, une

électrode est mise à la terre tandis que l'autre est reliée à la source RF (13.56 MHz) par l'intermédiaire d'une capacité de blocage C_B . Le principe de base d'un plasma à couplage capacitif et son circuit électrique équivalent sont illustrés sur la figure I-12. Le processus prédominant pour la création des espèces chargées (ions, électrons) est dû à l'ionisation des particules neutres par impact électronique et cela signifie que les particules chargées créées disparaissent particulièrement par diffusion et/ou recombinaison au niveau des parois du réacteur. Du fait que les électrons ont une plus grande mobilité que celle des ions aussi les pertes électroniques aux parois sont initialement plus élevées que celle des ions, une charge d'espace positive (gaine), dans laquelle nous retrouvons la majeure partie de la tension appliquée, se forme en face de chaque électrode. Dans ces zones, il règne un fort champ électrique qui repousse les électrons vers le plasma et accélère les ions vers les parois. C'est cette propriété de bombardement ionique des parois qui est principalement mise à profit dans la plupart des procédés plasma industriels [50].

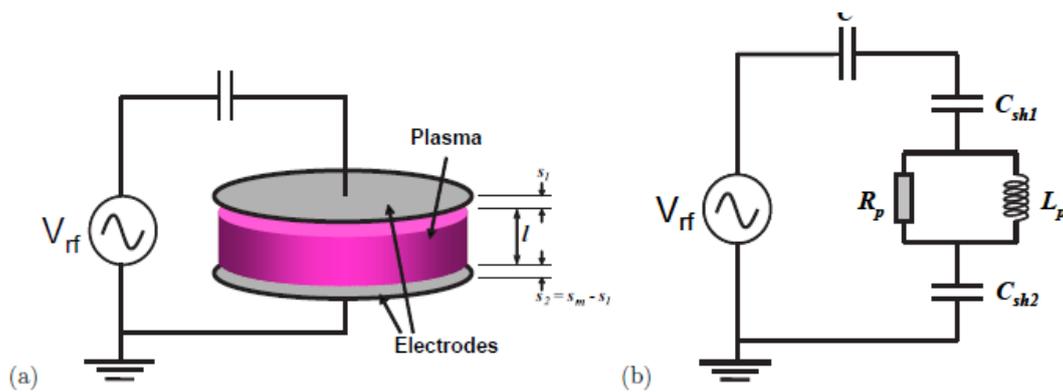


Figure I-12: (a) Représentation d'une décharge RF avec couplage capacitif
(b) schéma du circuit électrique équivalent [51]

ii- La décharge RF à couplage Inductif (ICP)

Dans ce type de décharge, et contrairement à ce que nous avons vu précédemment, les réacteurs à couplage inductif (ICP) ne possèdent pas d'électrodes en contact avec le plasma ce qui permet d'avoir une haute densité plasma par rapport au réacteur CCP. La figure I-13 présente les deux principales géométries utilisées pour les réacteurs ICP. La première géométrie est cylindrique. Elle est caractérisée par une bobine qui entoure le réacteur tandis que la deuxième est la géométrie planaire où la bobine est un enroulement plat.

Le principe de ce type de source est basé sur l'excitation électromagnétique RF par la circulation d'un courant alternatif dans une bobine conductrice. La bobine est séparée du plasma par une couche diélectrique. Cette structure induit un champ électrique dans l'espace intérieur délimité par le diélectrique, qui accélère les électrons.

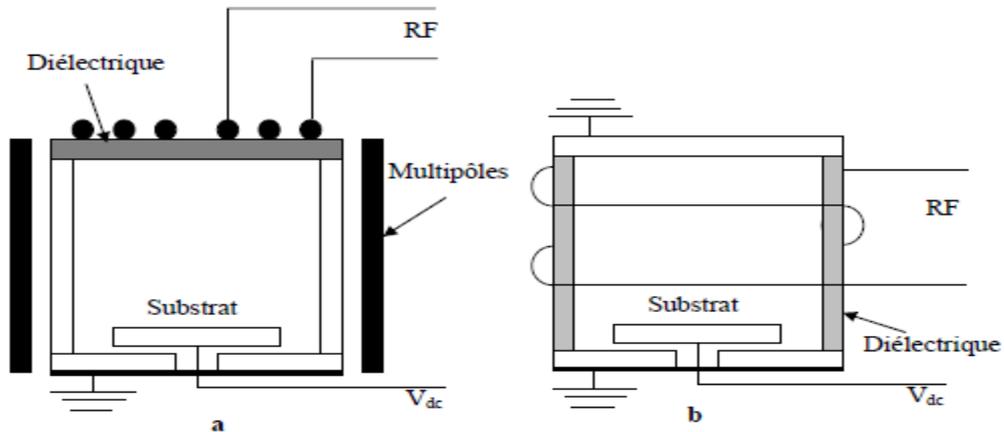


Figure I-13 : schéma d'une décharge RF à couplage Inductif : (a) source inductive planaire, (b) source inductive cylindrique [50]

e- Décharges Microondes (MO)

La quasi-totalité des générateurs plasmas microondes commercialisés délivrent une énergie sous la forme de pulses haute tension hyperfréquence égale à 2,46 GHz [52]. L'utilisation d'une excitation micro-onde permet un chauffage direct des électrons du plasma, cela signifie que ces électrons traversent une distance plus courte par rapport à une excitation RF à couplage capacitif avant de changer de direction. Ceci implique que peu d'électrons atteignent la surface au cours d'un cycle MO pour la minimisation des effets de charge. Les plasmas micro-ondes ne nécessitent pas d'électrodes (parce que aucune partie métallique n'est en contact avec le plasma) ; de plus, ce type de générateur peut être obtenu à des pressions allant de 10^{-4} torr jusqu'à la pression atmosphérique. Alors à basse pression, le choix du couplage d'énergie doit être fait en fonction de la pressons de travail. Pour augmenter la densité électronique, les parois de l'enceinte peuvent être tapissées d'aimants permanents. Cependant, il est difficile d'obtenir des plasmas homogènes, de grandes dimensions, en appliquant une excitation micro-onde. Les plasmas MO sont utilisés dans différents domaine on peut citer : la passivation de surface, le traitement de polluants comme les perfluorocarbones [53-54].

I-3 Les décharges à barrière diélectrique (DBD) :

Comme le travail développé dans le cadre de cette thèse ayant pour objectif la simulation et la caractérisation de décharges à barrière diélectrique, nous essayons de présenter, dans cette section, les deux principaux types des plasmas DBD considérés par cette étude. Nous donnerons les différentes configurations possibles et nous décrirons les principes et les phénomènes mis en jeu pour le fonctionnement de ce type de décharge.

I-3-1 Historique de la DBD

Les plasmas hors équilibre créés par Décharges à Barrières Diélectriques (DBD), acquièrent ces dernières années un grand intérêt de la part des scientifiques et chercheurs en raison de leurs nombreuses applications. C'est en 1839 que l'histoire des DBDs commença lorsque "Schönbein" identifia l'odeur apparaissant autour de l'anode pendant l'électrolyse de l'eau, comme l'attribut d'un nouveau composé chimique qu'il a dénommé « ozone » [55]. Ensuite "Théodose Du Moncel" en 1853, réalisa un montage semblable à une configuration DBD (Figure I-14), consistant en deux plaques de verre séparées par une distance de l'ordre de 2 mm. Sur la face extérieure de chaque plaque de verre a été collée une feuille d'étain reliée à un pôle d'une bobine de Ruhm-korff [56]. Une décharge a été produite entre les deux plaques de verre et fut décrite comme un « flux lumineux bleuâtre », ou encore une « pluie de feu de couleur bleue » [57].

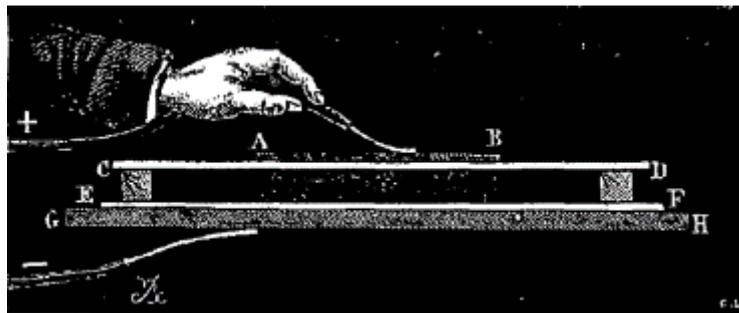


Figure I-14: Première configuration d'une décharge à barrière diélectrique réalisée par Théodose Du Moncel ; A-B, H-G : Feuilles d'étain ; C-D, E-F : plaques de verre [57].

Cependant, il a fallu attendre jusqu'en 1857 pour donner le nom de "Décharge à barrière diélectrique" à ce type de décharges. L'ingénieur allemand "Werner Von Siemens" développa, toujours à l'aide d'une bobine de Ruhm-korff, un réacteur avec cette fois-ci une géométrie coaxiale constituée de deux tubes concentriques entre lesquels était injecté un flux d'oxygène (Figure I-15), les électrodes étaient en étain et le verre était utilisé comme diélectrique. Cette

configuration de "Siemens" a permis de démontrer l'efficacité des DBD pour la production d'ozone.

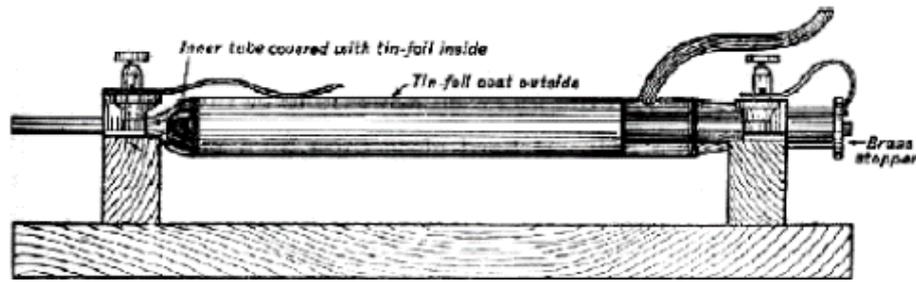


Figure I-15: Réacteur de Werner Von Siemens pour la production d'ozone [57].

Pour pouvoir comprendre les différents phénomènes physiques régissant les DBDs, de nombreuses études ont été faites sur ce type de décharge. En 1932, Buss obtint les figures de Lichtenberg pour la première fois à l'aide des clichés photographiques, ce qui lui permit de décrire le caractère filamentaire de la DBD dans l'air. En 1968 et 1971, Bartnikas montrait qu'il est possible d'obtenir un régime de DBD homogène ou pseudo homogène en utilisant l'hélium et l'azote respectivement. En 1988 des recherches des Japonais [58] ont découvert l'existence d'un régime de DBD homogène à la pression atmosphérique.

Par ailleurs, suite à la production d'ozone à partir de l'oxygène et de l'air, les applications sur les DBDs ont fait leur apparition tel que la fabrication de lampes excimer en 1955, le développement en 1965 des premiers pixels intégrant une DBD et qui permit plus tard de commercialiser le premier écran avec une résolution de 512×512 pixels, l'intégration (en 1967) des DBDs dans la fabrication des lasers CO_2 , ainsi que les DBD surfaciques conçues pour la modification d'écoulement en 1990 par Roth [47].

Les premières simulations et recherches des DBD qui avaient débuté vers les années soixante-dix ont permis d'élargir le champ d'application de ces décharges notamment dans le domaine de l'environnement pour le traitement des fumées, des gaz pollués avant leur rejet dans l'atmosphère et pour les traitements de surface et les dépôts de couches minces [59-60].

Durant ces dernières décennies, les DBD sont devenues un thème de recherche interdisciplinaire émergent d'une importance croissante et rapide, qui exige des collaborations de plusieurs domaines tels que la physique des plasmas, la mécanique, la métallurgie, l'optique, la chimie, le textile, la médecine, la microbiologie, le bio-ingénierie et l'aéronautique.

Le terme décharges à barrière diélectrique regroupe toutes les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par une ou plusieurs couches de diélectrique. Avec les configurations planaires (avec un ou deux diélectriques avec des emplacements différents) ou cylindriques et une configuration surfacique dont l'une des électrodes est encapsulée dans le diélectrique ; les décharges sont classées en trois grandes familles, en citant: la décharge plasma volumique (VD-DBD), la décharge plasma surfacique (SV-DBD) et la décharge plasma coplanaire.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés particulièrement aux: décharges plasmas à barrière diélectrique volumique et à barrière diélectrique surfacique.

I-3-2 Les décharges plasma volumiques (VD-DBD):

Ce sont les décharges classiques les plus utilisées pour lesquelles la décharge se développe principalement dans le volume gazeux compris entre les deux électrodes. Suivant le nombre de diélectriques et la disposition de ces derniers dans l'espace inter électrodes, plusieurs possibilités de géométries existent. Ces différentes configurations sont présentées sur la figure I-16 ci-dessous.

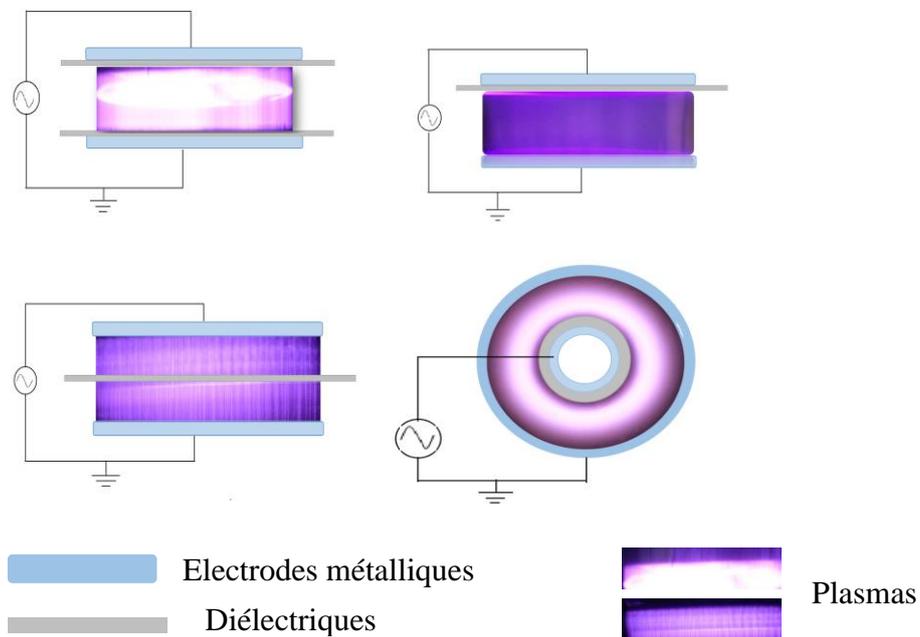


Figure I-16 : Les différentes Configurations d'une décharge DBD volumique

I-3-2-1 Définition et principe de fonctionnement de la décharge à barrière diélectrique

La décharge à barrière diélectrique volumique (DV-DBD) est également appelée « décharge silencieuse » par Andrews et Tait en 1860. L'un des intérêts de cette dernière est de permettre l'obtention à température ambiante d'un plasma froid non thermique généré à des pressions atmosphériques. Le principe fondamental d'une DBD réside dans le fait que l'une des électrodes (ou les deux) est recouverte par un matériau diélectrique. Le rôle de l'insertion d'une couche diélectrique est double : d'une part il permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage au régime d'arc, et d'autre part, il permet une répartition plus uniforme des micro-décharges sur toute la surface du diélectrique. Les matériaux les plus couramment utilisés comme diélectriques sont le verre, le quartz, le plexiglas, l'alumine, les couches polymères et certaines céramiques particulières.

A cause de l'insertion de la couche diélectrique entre les électrodes et sous l'action d'un champ électrique, un courant va circuler entre les électrodes provoquant une accumulation de charges sur la surface diélectrique. Ces charges accumulées vont produire un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué (figure I-17). A chaque fois que ces charges se déposent sur le diélectrique, le champ électrique dans le gaz diminue et cause une extinction de la décharge.

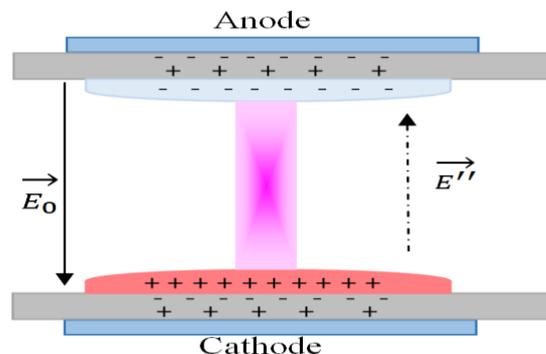


Figure I-17 Schéma d'une DBD à double barrière avec le champ électrique induit E_0 et le champ créé E'' par les charges déposées sur les barrières diélectriques [26].

Pour éviter cette accumulation de charges sur le diélectrique, un fonctionnement sous excitation électrique alternative ou pulsée est imposé. Dans ce cas, pour exciter les DBD à pression atmosphérique il est nécessaire d'appliquer une tension V_{app} de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts (kV) à un gaz ou un mélange gazeux dans un espace inter-électrode de quelques microns à quelques centimètres avec une fréquence qui varie habituellement entre 50 kHz à 10 MHz. Généralement une gamme de 0.5-5 kHz est utilisée afin d'éviter le chauffage du diélectrique. La valeur de la fréquence de travail (période du signal, forme de signal ou fréquence de

répétitions des pulses) doit être adaptée à l'application souhaitée. La figure I-18 présente le schéma simplifié d'une DBD sous tension.

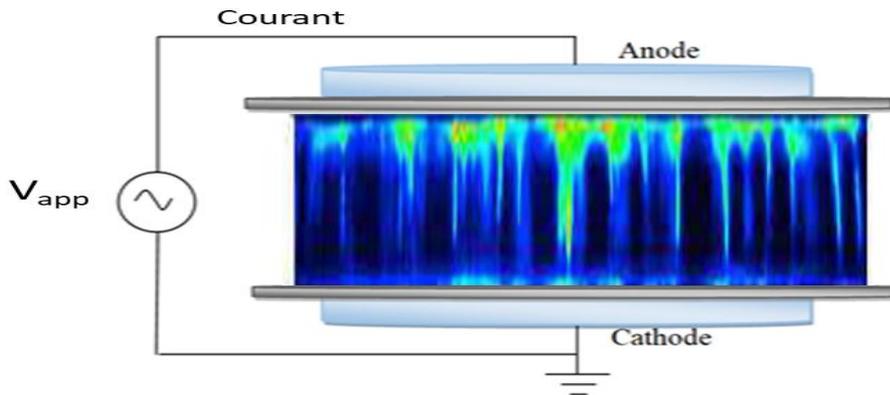


Figure I-18 : Configuration d'une décharge DBD sous tension

Plusieurs sources d'alimentations sont destinées aux DBD, toutes caractérisées par des formes d'onde (courant et tension) variables dans le temps, à cause du comportement capacitif inhérent à ce type de décharges. Ces sources d'alimentation peuvent être :

- De tension sinusoïdale
- De tension impulsionnelle
- À résonance

I-3-2-2 Les différents régimes de fonctionnement d'une DBD

Dans cette section, nous présentons les principales caractéristiques des régimes de décharge à barrière diélectrique basées sur le type de claquage du gaz. Pour une décharge DBD on peut distinguer deux grandes familles de claquage, selon leurs mécanismes: les décharges filamenteuses « claquage de streamer » et les décharges homogènes « claquage de Townsend », mais il existe aussi un troisième type de décharge qui dérive de la décharge homogène. Il s'agit de la décharge multi-pics. Ces différents régimes sont influencés par plusieurs paramètres, comme ; la pression, la fréquence, la tension appliquée, la distance inter-électrodes et la nature du gaz.

a- Le Régime filamentaire d'une DBD

Dans les DBD, le premier mode ou régime découvert dans plusieurs études à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Ce dernier est largement décrit et étudié dans la littérature [27,59-60]. Dans ce mode, la formation du plasma provient de la formation d'une

multitude de micro-décharges ou streamers qui sont désynchronisées spatialement et temporellement. Les micro-décharges sont indépendantes les unes des autres ce qui rend ce régime non uniforme. Ce comportement peut être mis en évidence par des photographies rapides de l'espace inter électrodes avec des temps très courts. Les micro-décharges ou les filaments sont présentés sur les figures I-19 pour une vue latérale (a) et une vue de dessus (b), respectivement.

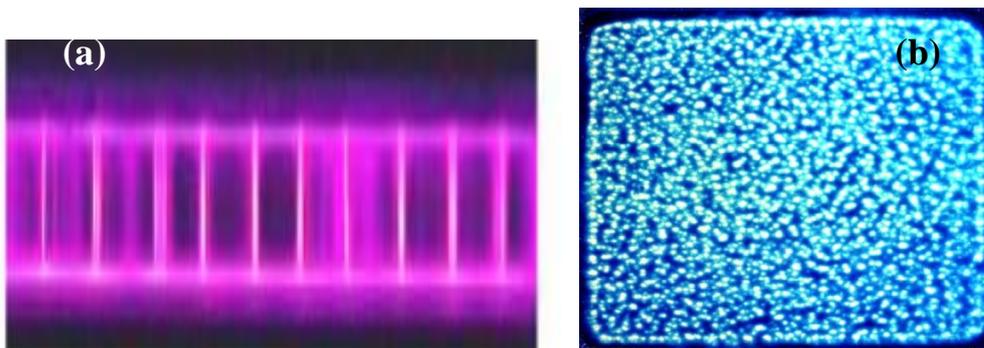


Figure I-19 : (a) : Photographie d'une décharge DBD filamentaire et (b) la photographie d'une décharge DBD filamentaire vue de dessus (dimension $6 \times 6 \text{ cm}^2$) [26]

La réponse électrique courant-temps d'une décharge filamentaire est caractérisée par plusieurs pics de courants, pour chaque demi période, d'une très courte durée (de l'ordre de quelques nanosecondes (ns)) et d'une amplitude de quelques milli ampères (mA) par centimètre carré (figure I-20) [27]

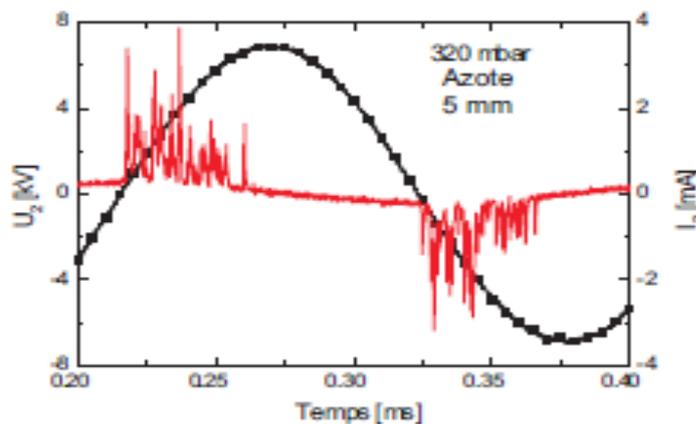


Figure I-20 : Mesure avec oscilloscope de la tension d'appliquée et du courant d'une décharge DBD filamentaire [27]

b- Le Régime Homogène d'une DBD

Si souvent les plasmas DBD créés à la pression atmosphérique opèrent en mode filamentaire, en particulier et sous certaines conditions sur : la distance inter électrodes, la nature du gaz, le type

d'alimentation électrique et / ou le diélectrique, il est possible d'obtenir une décharge homogène à la pression atmosphérique. Cette décharge homogène peut être obtenue pour différents gaz comme par exemple l'argon, l'hélium, l'azote ou encore l'air (figure I-21). Le régime homogène regroupe deux régimes de décharge : le régime *luminescent* appelé « glow » et le régime de *Townsend* et dans ce cas la décharge recouvre la totalité de la surface des électrodes.

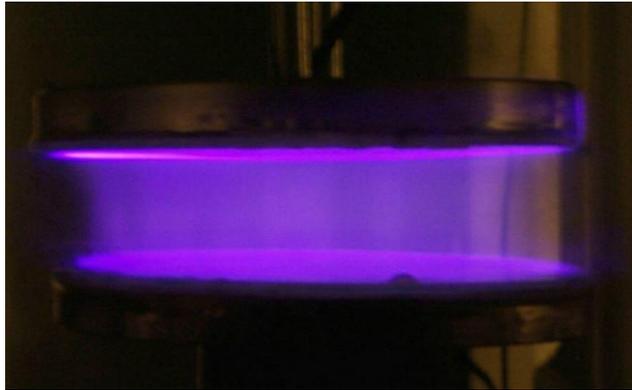


Figure I-21 : Photographie d'une décharge DBD homogène [26]

Du point de vue électrique, le régime de type luminescent est caractérisé par un seul pic de courant pour chaque demi-période (figure I-22a) qui correspond à la formation d'un seul canal de décharge, couvrant toute la surface des électrodes. La même remarque s'applique au régime de type Townsend qui est aussi caractérisé par un seul pic de courant pour chaque demi-période de la tension appliquée (figure I-22b). La différence entre les deux types de décharge est la durée du pic du courant qui apparaît à chaque demi-période. Dans le régime luminescent, elle est de quelques microsecondes (μs), par contre dans le régime de Townsend elle est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes, donc plus étendue que celle du régime luminescent.

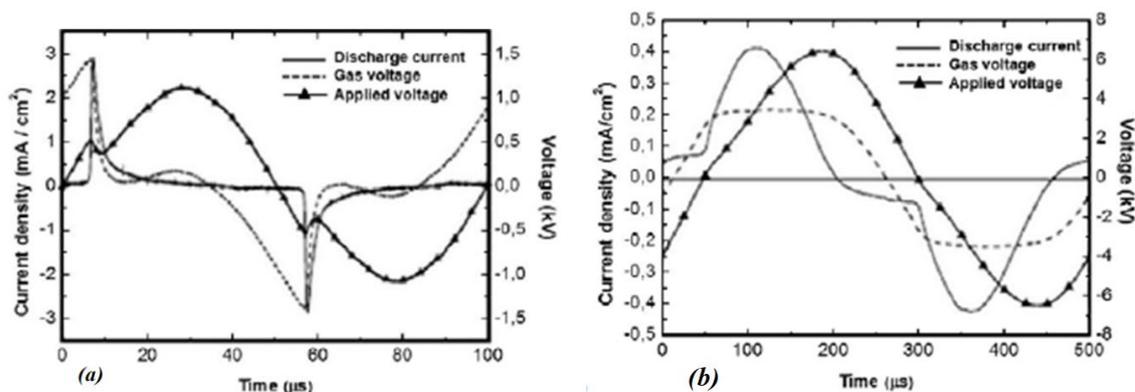


Figure I.22 : Mesure avec l'oscilloscope de la tension et le courant d'une décharge DBD homogène dans l'hélium (a) et l'azote (b) [27]

c- Le Régime multi-pics d'une DBD

Dans chaque cas la forme du courant est identique d'une décharge à la suivante, quelle que soit le sens de l'alternance, positif ou négatif.

Dans le régime homogène, on a montré l'existence d'un troisième régime qui est le régime multi-pics. En 1968, c'était la première fois que Bartnikas *et al* [61] ont observé ce régime, c'est la dégénérescence du régime homogène lorsque la tension appliquée au gaz augmente ou que des impuretés sont ajoutées au gaz [27]. La présence de plusieurs pics dans chaque demi-période est la caractéristique électrique de ce régime. Contrairement au régime filamentaire, ce phénomène est tout à fait reproductible d'une demi-période à l'autre. De plus, la durée des multi-pics est relativement longue par rapport au régime filamentaire. L'intensité du courant semble être du même ordre de grandeur qu'en régime luminescent. La forme du courant et de la tension appliquée est représentée sur la figure I-23, pour un plasma d'hélium à pression atmosphérique.

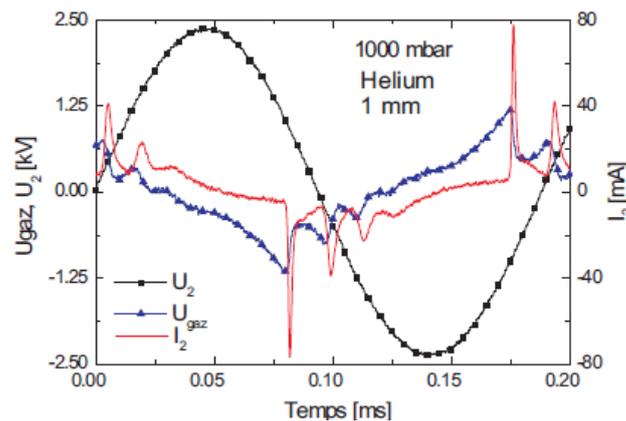


Figure I-23 : Caractéristique électrique d'un régime multi-pics [27]

Dans la partie qui suit, nous allons décrire les différentes méthodes de diagnostic que nous avons utilisées pour effectuer l'étude électrique des décharges plasma DBD considérées dans ce travail.

I-3-2-3 Différentes méthodes électriques pour le diagnostic des plasmas DBD

Dans le but d'étudier les caractéristiques électriques (courant de décharge, tension du gaz, caractéristique $I(V)$ et courbe de Lissajous) d'une décharge plasma DBD, obtenus par simulation, il est possible d'utiliser certaines méthodes applicables aux caractéristiques électriques des décharges DBD expérimentales. Ainsi, l'application de ces méthodes découle de

la considération du circuit électrique équivalent du réacteur plasma DBD illustré sur la figure I-23 pour une configuration avec un seul diélectrique

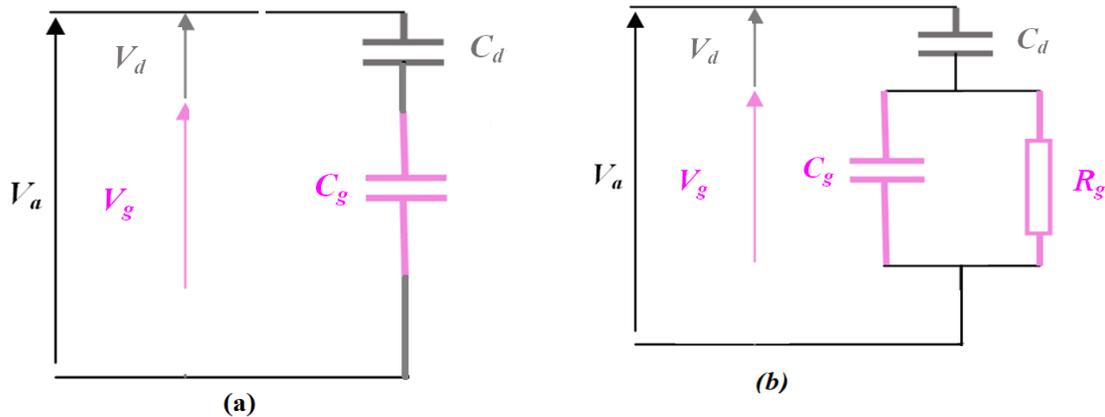


Figure I-23 : (a) Circuit équivalent de la décharge DBD sans la présence de plasma, (b) Circuit équivalent de la décharge DBD avec la présence de plasma

La figure I-23 (a) donne le schéma équivalent avant la création de la décharge plasma, dans le but de calculer la capacité totale du réacteur C_{DBD} qui est la somme des deux condensateurs : celle du diélectrique (C_d) et celle du gaz (C_g).

L'expression de ces capacités est donnée par :

$$C_d = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}} \frac{A_{\text{diélectrique}}}{d_{\text{diélectrique}}} \quad (\text{I-18})$$

$$C_g = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{gaz}} \frac{A_{\text{électrode}}}{d_{\text{inter électrod}}} \quad (\text{I-19})$$

La valeur de la capacité C_{DBD} est calculée par l'expression suivante :

$$\frac{1}{C_{DBD}} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_g} \quad (\text{I-20})$$

$$C_{DBD} = \frac{C_d \cdot C_g}{C_d + C_g} \quad (\text{I-21})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide ($8.85 \cdot 10^{-12}$ F), $\epsilon_{\text{diélectrique}}$ et ϵ_{gaz} présentent la permittivité relative du diélectrique et du gaz, respectivement. $A_{\text{diélectrique}}$ et A_{gaz} présentent la surface et $d_{\text{diélectrique}}$ et d_{gaz} désignent l'épaisseur du diélectrique et la distance inter-électrode, respectivement.

La première méthode : est représentée par la caractérisation électrique de la décharge par l'utilisation de la courbe de charge-tension « $Q(V)$ » nommée aussi figure de *Lissajous*. Cette

méthode est basée sur le calcul de la quantité totale de charges transférées Q par le plasma ; cette méthode a été représenté la première fois en 1943 par **Manley** [62]. Son principe est basé sur le calcul de l'énergie dissipée par la décharge DBD durant un cycle de la tension appliquée en utilisant l'air du parallélogramme de Lissajous. Cette surface correspond à l'intégrale de la relation suivante [63]:

$$E(L) = \int Q \cdot dV = A_{Lissajous} \quad (I-22)$$

Où Q est la densité de charge de surface et $A_{Lissajous}$ est la surface du parallélogramme de Lissajous.

Pour calculer la quantité totale de charge transférée, il est indispensable d'insérer un condensateur de mesure C_m en série avec le réacteur DBD. La capacité de ce dernier doit être supérieure à celle du réacteur (de l'ordre du pF) ($C_m \gg C_{DBD}$).

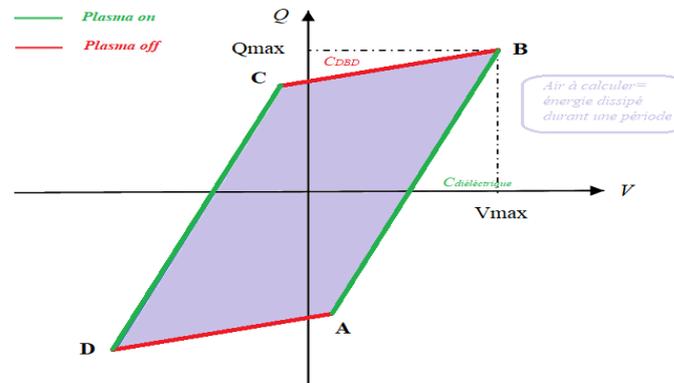


Figure I-24 : Courbe théorique de Lissajous [63]

La figure I-24 présente la courbe de Lissajous classique durant une période de la tension alternative appliquée. Comme c'est illustré le parallélogramme se compose de 4 segments. Les segments A-B et C-D correspondent à la phase dite active [63] où le plasma est créé et la pente est égale à la capacité de la barrière diélectrique (C_d). Par contre les lignes D-A et B-C correspondent à la phase dite passive où aucune décharge est produite et il n'y a pas de transfert de charge dans l'espace gazeux (plasma éteint). Durant cette phase, seulement le courant de déplacement existe et la pente de ces deux lignes est égale à C_{DBD} .

Après le calcul de l'énergie il est aussi possible de calculer la puissance électrique dissipée par la décharge qui est définie par la relation suivante :

$$P = f \cdot E = f \cdot \int_T V_a(t) \cdot C_m \cdot dV_m \quad (I-22)$$

La deuxième méthode : est basée sur la mesure de l'évolution du courant de décharge qui nous permet de distinguer les différents types de décharge comme cela est défini dans la section précédente.

I-3-3 Les décharges plasma surfaciques (SD-DBD)

Dans ce type de décharges, les deux électrodes sont en contact avec la même barrière diélectrique ; l'électrode de la HT est posée directement sur la couche diélectrique qui est déposée sur l'électrode reliée à la terre. De ce fait, lorsque la décharge est créée, le plasma se développe le long de la surface isolante ce qui signifie qu'il n'y a pas un espace gazeux comme dans le cas des plasmas VDBD. Une partie de la thèse présentée et consacrée à l'étude du contrôle de l'écoulement des gaz dans les décharges, par les actionneurs à plasma.

I-3-3-1 Les actionneurs à plasma à barrière diélectrique

C'est durant les années 90 et pour la première fois que Roth et al [64-65] ont étudié les décharges plasma DBD surfaciques pour la modification de l'écoulement et juste en 1998 Roth a utilisé un actionneur plasma à décharge lumineuse uniforme qu'il a nommé « OAUGDP » (One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma) en tant que dispositif purement électrohydrodynamique (EHD). Ce type de plasma suscite un très grand intérêt pour les chercheurs pour le contrôle d'écoulement au cours de ces dernières années [66-69]. Pour contrôler l'écoulement à pression atmosphérique deux dispositifs ont été utilisés ; les décharges couronnes et les DBDs.

I-3-3-2 Principe de fonctionnement d'un actionneur DBD pour le contrôle d'écoulement

Comme nous l'avons présenté précédemment, l'actionneur plasma est constitué de deux électrodes séparées par une couche diélectrique. Pour son fonctionnement l'application d'une tension alternative sur l'électrode supérieure est nécessaire tandis que l'électrode inférieure qui est encapsulée dans le diélectrique, est reliée à la masse. La haute tension est de l'ordre du kV et les fréquences sont de 1 à 20 kHz [64]. La décharge créée s'établit au-dessus de la surface du diélectrique (figure I-25). Ces actionneurs permettent la conversion de l'électricité en quantité de mouvement d'un fluide. L'avantage d'étudier l'écoulement par rapport aux décharges couronnes est que la barrière diélectrique limite de façon très simple le courant et empêche la transition à l'arc.

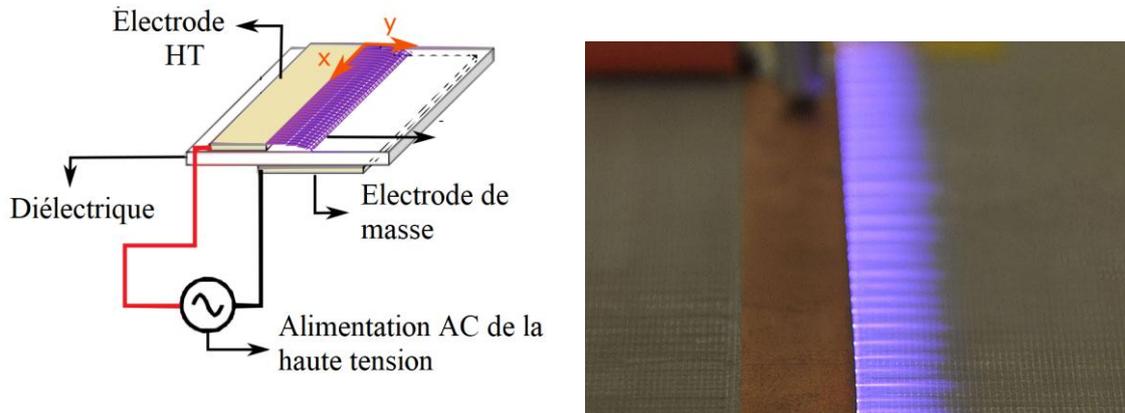


Figure I-25 : (a) Configuration classique d'un actionneur plasma [70]
 (b) Photographie de la décharge plasma obtenue par un actionneur DBD [71]

Par ailleurs, ce type de plasma permet de générer un écoulement, appelé *vent ionique* ou *vent électrique* proche de la paroi pour agir sur la couche limite d'écoulement comme le présente la figure I-26, qui représente le phénomène de base de l'actionneur plasma. Le vent ionique est dû à un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées, qui acquièrent de l'énergie cinétique sous l'effet des forces de Coulomb, et les particules neutres du gaz.

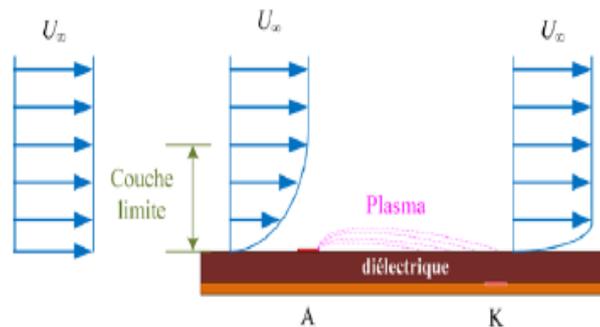


Figure I-26 : Principe du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD [72]

Le couplage entre les plasmas froids hors équilibre thermodynamique et la mécanique des fluides sous l'application d'un champ électrique intense nous donne ce vent ionique. Ce couplage intervient par l'interaction entre les espèces chargées, qui dérivent sous l'effet du champ électrique et les molécules neutres. On parle alors de la force électrohydrodynamique (EHD) qui agit sur le gaz neutre afin de contrôler son débit. La figure I-27 présente la génération du vent ionique selon Boucinha [73]. L'équation de cette force (EHD) sera détaillée dans le chapitre deux.

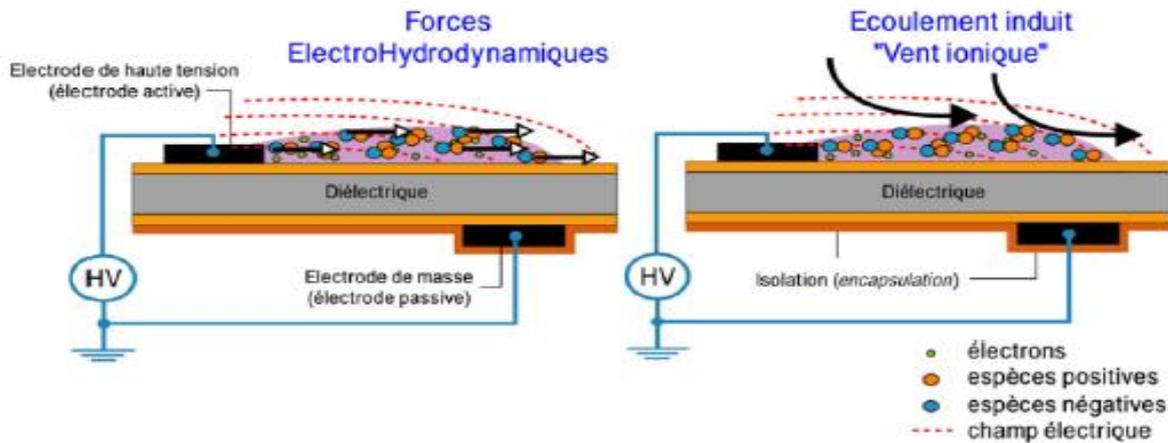


Figure I-27 : schéma principale de la génération du vent ionique pour une DBD surfacique [73]

Electriquement la décharge plasma issu d'un actionneur se comporte comme les décharges plasma volumiques. Plusieurs chercheurs tel que Enloe *et al* [74], Pons *et al* [75] et Singh et Roy [76] ont proposé un circuit électrique équivalent d'un actionneur plasma pour décrire le comportement de la décharge, ce dernier est présenté sur la figure I-28.

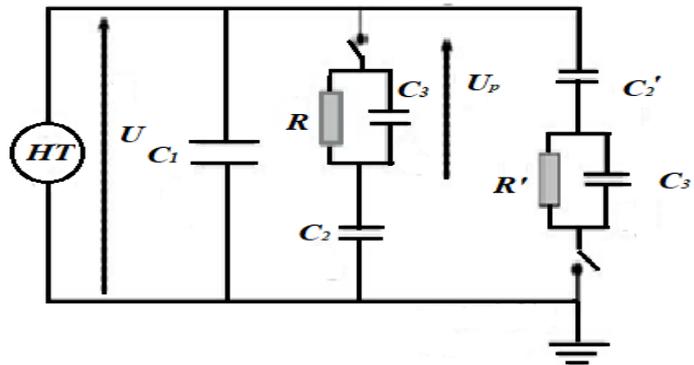


Figure I-28 : Circuit équivalent d'un actionneur plasma DBD [72]

La différence entre la VDBD et SDBD est que l'évolution du courant dans la décharge volumique est presque reproductible dans l'alternance positive et négative (Figure I-20 et figure I-22), par contre dans une décharge surfacique il existe deux phases par période (figure I-29). Selon cette figure on remarque que les pics de courant dans l'alternance positive sont plus intenses que ceux dans l'alternance négative. Ceci nous permet de penser que durant la période positive ces pics intenses sont dus à la décharge établie sur le côté où les électrodes sont reliées à la haute tension et pendant la période négative, les fortes impulsions sont dues à la décharge établie sur le côté où les électrodes sont reliées à la masse.

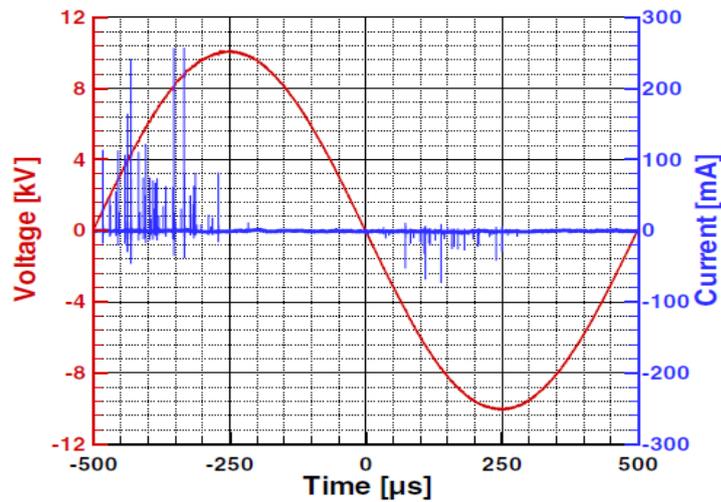


Figure I-29 : l'évolution du courant en fonction du temps pour un actionneur plasma dans l'air pour $V_{app} = 10 \text{ kV}$ et $f = 1 \text{ kHz}$ [77].

I-3-3-3 Différents types d'actionneurs plasmas

Dans cette section, nous présentons les différents actionneurs plasmas employés pour le contrôle d'écoulement des gaz.

a) Actionneur couronne « corona »

Historiquement, les actionneurs plasma à décharge couronne sont les premiers types à étudié. Ces types d'actionneurs ont été présentés expérimentalement par plusieurs chercheurs [66,72-73,77]. La géométrie de l'actionneur couronne est caractérisée par deux électrodes fréquemment des fils, une électrode a une dimension plus grande que l'autre comme c'est présenté dans la figure I-30. L'inconvénient de ce type de décharge est sa facilité de passage à l'arc et sa sensibilité aux conditions atmosphériques ; ce qui rend ce type d'actionneur inutilisable pour contrôler l'écoulement.

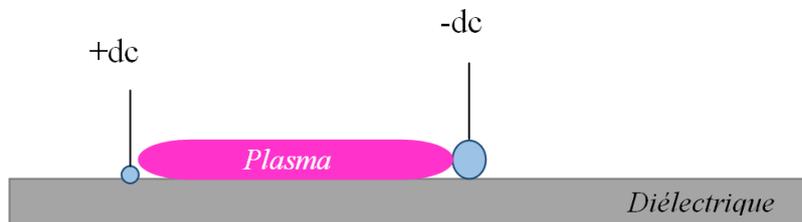


Figure I-30 : Configuration d'un actionneur DC ou à décharge couronne

b) Actionneur glisseur « Sliding actuator »

La décharge plasma DBD de surface conventionnelle est caractérisée par une petite taille de la zone de décharge (zone de production du vent ionique). Forte et al [78] ont estimé que le plasma

ne s'étale que de 20-25 mm à partir de l'électrode de la haute tension, quel que soit la géométrie de l'actionneur. Pour les applications aérodynamiques, cet actionneur a été perfectionné pour générer une grande zone de plasma et donc la longueur sur laquelle le vent ionique va agir. Le chercheur *Louste et al* [79] a proposé l'ajout d'une troisième électrode alimentée par une tension continue à l'actionneur classique (figure I-31), la décharge obtenue s'étale jusqu'à 40 mm mais cela sans induire une augmentation de la vitesse du vent ionique par rapport aux autres configurations.

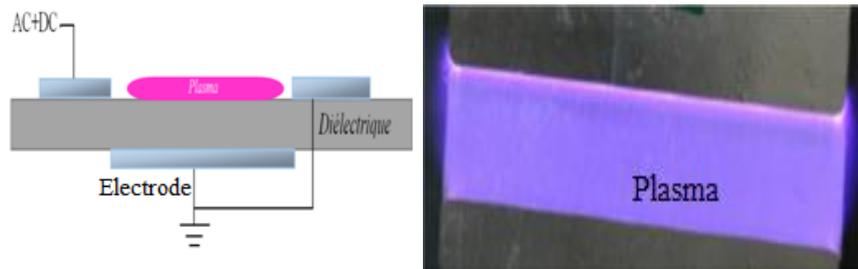


Figure I-31 : (a) Actionneur glisseur et (b) photographie de la décharge glissante [79]

c) Actionneur plasma pulsé

Ce type d'actionneur utilise un ensemble d'actionneurs (soit deux, trois ou plusieurs successifs) excités par un générateur d'impulsions. Dans ce dernier, plusieurs études soit expérimentale et numérique ont utilisé, ce type d'actionneur sur un profil NACA 0015 [80]. La figure I-32 présente la configuration d'un actionneur plasma pulsé

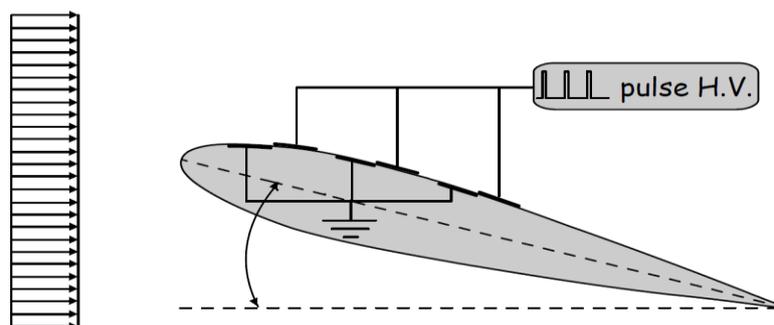


Figure I-32 : Trois actionneurs DBD sur un profil NACA 0015 [80]

d) Actionneur plasma sur un cylindre

La figure I-33 présente la vue latérale de deux paires d'actionneurs symétriques sur un cylindre. Une paire d'actionneurs est située sur des rayons faisant 90° avec la direction sans courant d'air et l'autre est située sur des rayons faisant 135° avec la direction du flux d'air libre. Cette

expérience a été réalisée par *Thomas et al* dans un cylindre de verre de quartz de 100 mm de diamètre extérieur et environ 60 cm de long. L'épaisseur de la paroi du cylindre est de 2,5 mm.

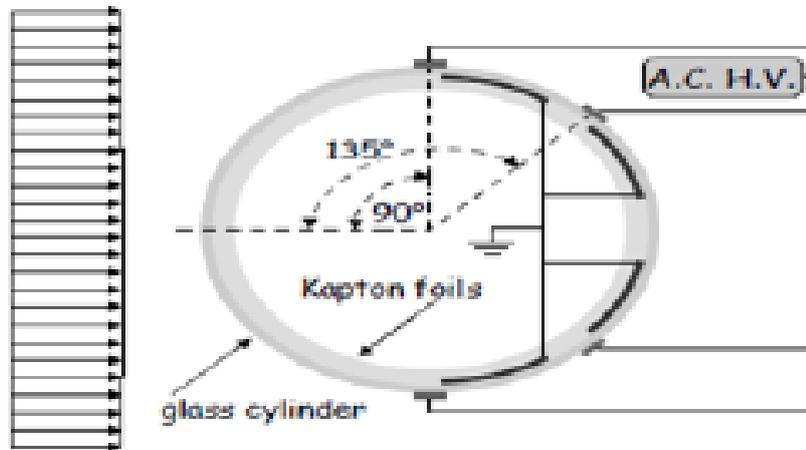


Figure I-33 : configuration de quatre actionneurs placés sur un cylindre [80]

e) Actionneur plasma spark ou jet synthétique plasma

Les actionneurs plasma DBD de type jet se basent sur deux configurations principales : soit une configuration parallèle de deux couples d'actionneurs DBD asymétriques opposés (Figure I-34) ; soit une configuration circulaire de l'actionneur DBD [80] (voir la Figure I-35). Ce type permet la génération de l'écoulement perpendiculairement ou avec un certain angle par rapport à l'écoulement à contrôler. Cela lui favorise d'être une technique efficace pour le contrôle de la couche limite turbulente.

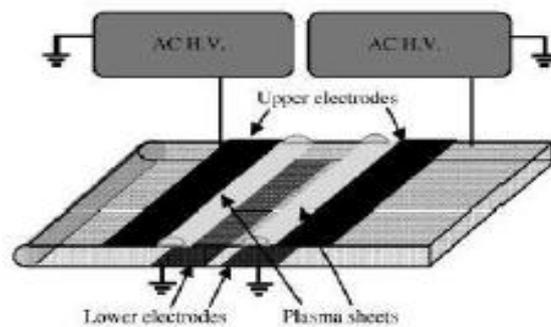


Figure I-34 : configuration d'un actionneur plasma DBD à jet [80]

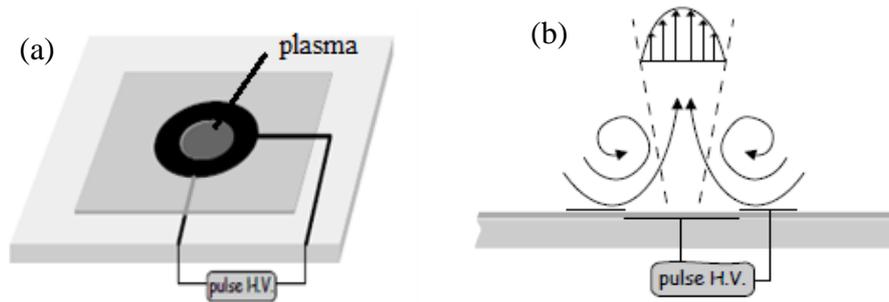


Figure I-35 : Vue générale et latérale d'un actionneur circulaire [80]

I-4 Applications actuelles des plasmas DBD

Dans cette section, nous traitons le cas particulier des plasmas DBD volumique et surfacique à pression atmosphérique qui sont de plus en plus adoptés à diverses applications en raison de leurs propriétés physiques et chimiques. Parmi ces propriétés nous citons : le claquage du gaz qui conduit à la génération d'une décharge électrique et la création d'espèces chimiquement actives tels les électrons, les ions, les métastables, les radicaux libres et les espèces excitées qui entrent en contact direct avec les objets placés entre les électrodes et conduisent à des modifications dans leur propriétés de surface. La grande diversité d'applications offertes par les plasmas DBD est un point motivant, qui peut être appliqué dans différents Domaines.

a- Domaines industrielle

i- Génération d'ozone

La génération d'ozone est l'une des anciennes méthodes et la plus importante pour le traitement de l'eau et de l'air. Elle a été la première application industrielle des plasmas DBD pour la désinfection des eaux, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables.

La formation de l'ozone (O_3) à pression atmosphérique dans les plasmas DBD est basée sur la réaction chimique à trois corps [46] :



Où:

- M peut être une molécule d'oxygène O_2 ou une molécule d'azote N_2 , si l'air est utilisé.
- O_3^* désigne une molécule d'ozone dans un état excité.

La plupart des installations utilise une configuration cylindrique avec du verre comme diélectrique comme le montre la figure I-36 ; qui présente le schéma de principe d'un ozoniseur

alimenté en oxygène. Dans cette figure la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume dans lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone.

De façon générale, la génération d'ozone par le DBD permet plusieurs usages particulièrement en chimie, dans le traitement des eaux usées et également le traitement de l'air notamment les composés organiques volatils (COV).

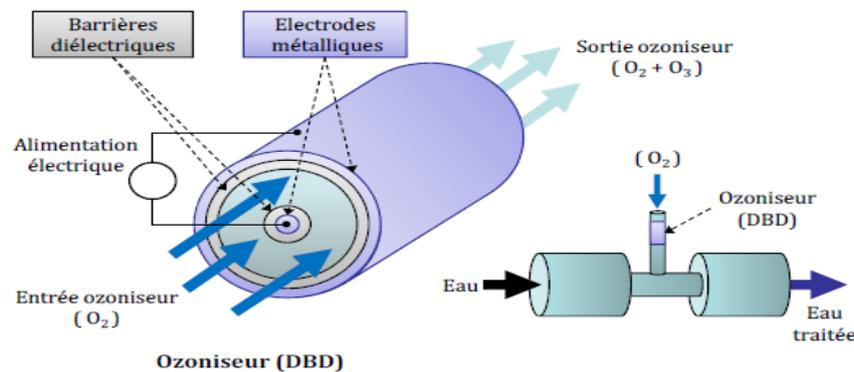


Figure I-36 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [81]

ii- Traitement des surfaces

Le traitement de surface d'un matériau a pour objectif de lui donner de nouvelles propriétés de surface et comme la décharge est « froide » le risque de déformation de la surface est minimisé cependant elle conserve les propriétés volumiques de base. L'utilisation des plasmas DBD pour les traitements de surface couvre un large intervalle. Nous pouvons en citer entre autres les applications suivantes :

- La modification des propriétés de la surface d'un matériau.
- L'amélioration des propriétés d'adhésion et/ou de mouillabilité.
- Le traitement des textiles.
- Le traitement de polymères.
- Les dépôts de couches minces.
- Le nettoyage de surfaces (silicium, aciers...).
- La désinfection et la stérilisation.

Tous ces traitements peuvent être résumés en trois types de procédés plasma de traitement de surface : **la gravure** (ou ablation) où un matériau est enlevé, **le dépôt** où un matériau est ajouté et **l'activation** où des liaisons non satisfaites sont créées sur la surface du matériau traité.

La (Figure I-37) ci-dessous présente un banc de traitement de films plastiques par une décharge créée entre les rouleaux constituant les électrodes de la haute tension recouvertes par un diélectrique et les rouleaux de la masse.

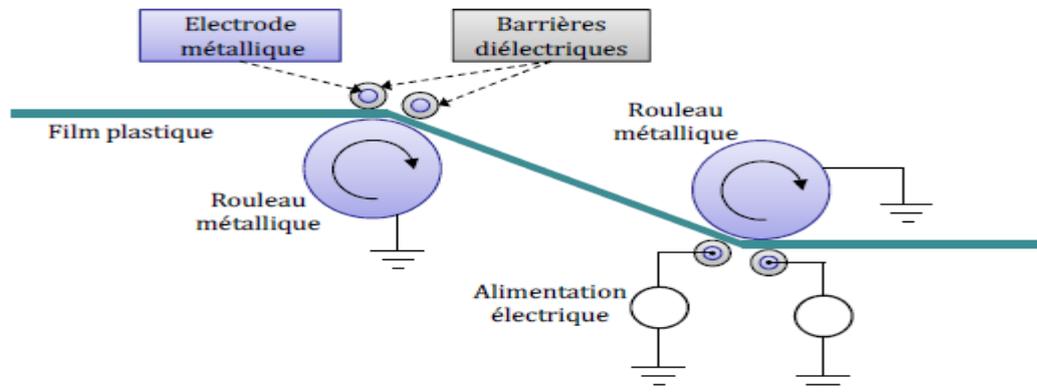


Figure I-37 Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [81]

iii- Les excilampes

Le principe de ce type de lampes est basé sur la décharge DBD créée dans certains gaz rares ou dans des gaz rares et halogènes. Généralement, la production du rayonnement ultra-violet (UV) d'une lampe à DBD repose sur l'émission de photons par des molécules instables connues sous le nom d'excimères (contraction de «Excited» et «Dimer») ou d'exciplexes (contraction de «Excited» et «Complex»). Ces molécules se forment suite à des collisions à trois corps, respectivement selon les réactions suivantes [46,81] :



Où Gr représente un atome de gaz rare et HI un atome d'halogène

Excimères

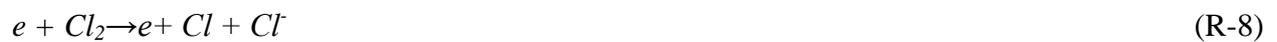
L'excimère est une molécule excitée et instable, formée par deux atomes d'un gaz rare. Cette molécule libère une énergie en forme de photon avec une durée de vie assez faible, lors de son retour à l'état fondamental (deux atomes), avec une longueur d'onde qui dépend de la nature du gaz [46]. Par exemple, les réactions chimiques présentées ci-dessous, sont celles qui vont créer l'excimère et ensuite émettre un rayonnement dans l'UV dans le cas du xénon :





Exciplexe

L'exciplexe est une molécule excitée instable, constituée par deux atomes différents, par exemple, un atome de gaz rare et un atome d'halogène. L'état fondamental de cette molécule est encore une fois anti-liant donc auto-dissociatif. Le processus de génération de la lumière est similaire à celui d'un excimère. Les réactions qui correspondent à la formation de l'exciplexe XeCl^* [46] sont données ci-dessous :



Parmi les nombreuses applications des excilampes à base de DBD nous citons :

➤ Les écrans plasmas (PDP: Plasma Display Panels) :

Les afficheurs à écran plasma AC utilisent le rayonnement VUV à xénon pour exciter le phosphore. Cette idée est l'œuvre de deux professeurs de l'Université de l'Illinois, Bitzer et Slottow et fut inventée en 1964 [46]. Un afficheur à écran plasma est constitué de deux verres parallèles entre un mélange de gaz rares, en général des mélanges binaires (Ne-Xe) ou ternaires (Ne-Xe-He) capable d'émettre des rayonnements UV séparés par un gap d'environ $100\mu\text{m}$. Une matrice d'électrodes est couverte par des couches fines de diélectrique de $20\mu\text{m}$ à $40\mu\text{m}$ d'épaisseur posées sur chaque lame de verre. Dans le commerce on trouve deux types de géométrie des électrodes : la structure coplanaire d'électrodes (ACC) et la structure d'électrode

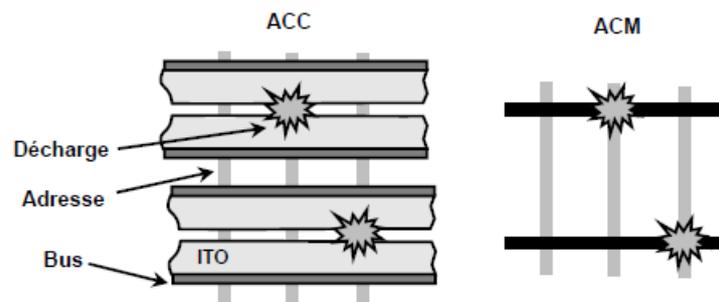


Figure I-38 Configurations des électrodes coplanaires (ACC) et la matrice (ACM) des afficheurs à écran plasma. Les couches de diélectrique ne sont pas représentées ici [46].

Pour chaque cellule, le rayonnement VUV excite les revêtements phosphoriques internes en (RGB) : rouge (R=Red), vert (G=Green), ou bleu (B=Blue). Dans ce cas, chaque cellule agit comme une lampe fluorescente miniaturisée. Ces cellules de décharge sont regroupées en triplet RGB ou en quadruplet RGBR de couleurs. Un afficheur à grande dimension peut comporter 1280 par 1024 points. Sur la figure I-39, nous présentons un schéma avec deux dispositions d'électrodes : (a) électrodes opposées et (b) électrodes coplanaires.

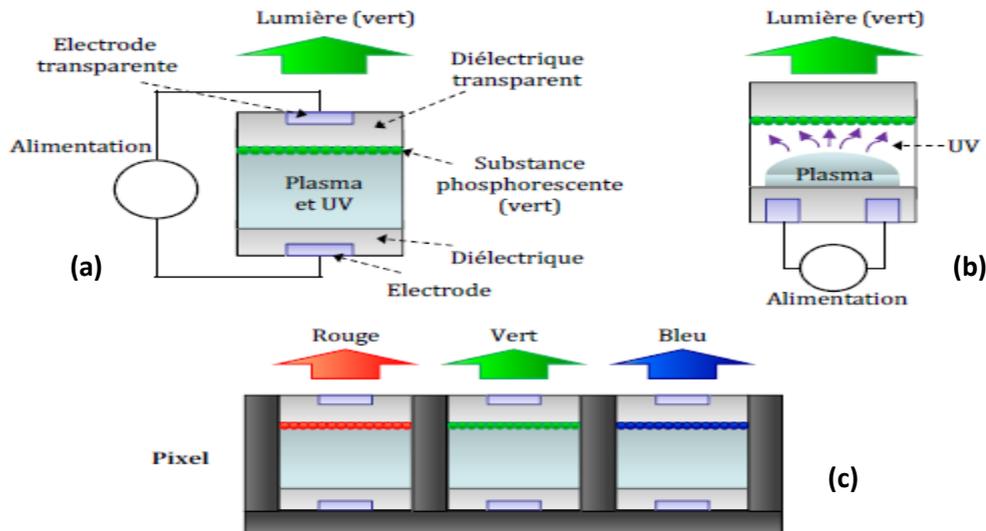


Figure I-39 Cellules de pixels électrodes opposées (a) ; coplanaires (b) et (c) Cellule élémentaire ou pixel [81].

Dans ces afficheurs plasmas, toutes les électrodes sont couvertes par des couches de diélectriques et d'un revêtement d'une couche résistive de MgO (Oxyde de Magnésium). Ce matériau (MgO) protège les couches diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue. Le schéma de la figure I-40 présente une configuration complète d'un afficheur à écran plasma.

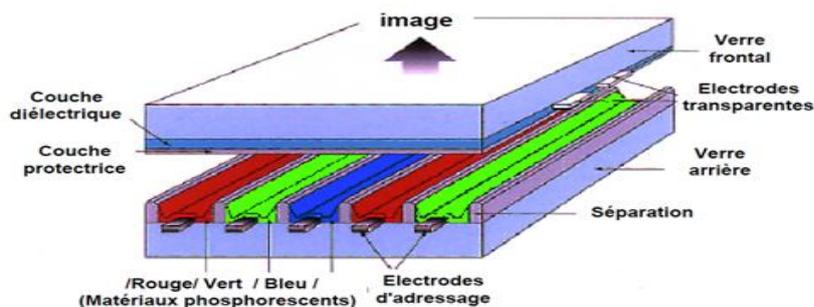


Figure I-40 Configuration complète d'un afficheur à écran plasma [46]

➤ *Eclairage (Production de la lumière)*

Aujourd'hui, les DBD possèdent des propriétés lumineuses qui sont exploitées dans divers domaines, notamment l'éclairage, où on cherche à obtenir des caractéristiques d'éclairages précises comme la longueur d'onde et l'intensité lumineuse. La majeure partie des lampes à décharge pour l'éclairage intérieur produit un rayonnement visible par le biais d'une conversion du rayonnement UV du mercure (tubes fluorescents, lampes fluo compactes). Ce métal lourd est considéré comme toxique et polluant et il est actuellement soumis à une réglementation stricte, la tendance étant de l'éliminer de tout produit ou de tout procédé industriel dans lequel on peut trouver un produit de remplacement. De nombreuses études tendent aujourd'hui à substituer le mercure par du xénon dans les lampes pour l'éclairage intérieur. Osram [82] a mis sur le marché une lampe plane, baptisée « Planon », basée sur une décharge à barrière diélectrique dans du xénon. La structure adoptée est de type coplanaire avec des électrodes dotées de pointes dans le même plan, régulièrement agencées. La structure de la lampe est illustrée sur la figure I-41.

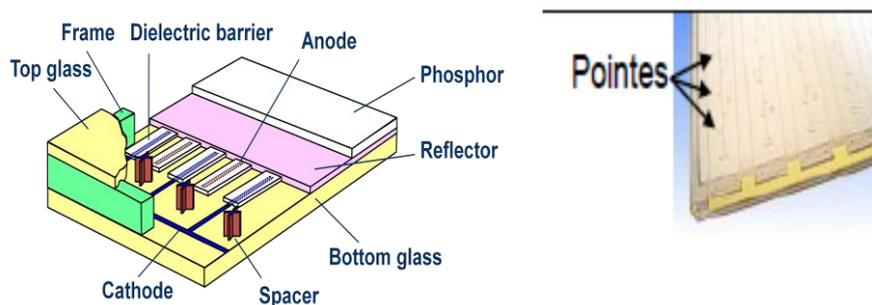


Figure I-41 : Structure de la lampe Planon [81]

➤ *Photolithographie*

La photolithographie (du grec lithos « pierre » et graphein « écrire ») est un processus clé dans la vaste industrie de la microélectronique qui permet de définir, sur un substrat de semi-conducteur, des zones destinées à subir un traitement spécifique (gravure, implantation ionique,...etc). Le principe de cette étape repose sur la modification de la solubilité d'un matériau photosensible (la résine) après exposition à un rayonnement lumineux. Les différentes étapes de ce procédé sont résumées sur la figure I-42.

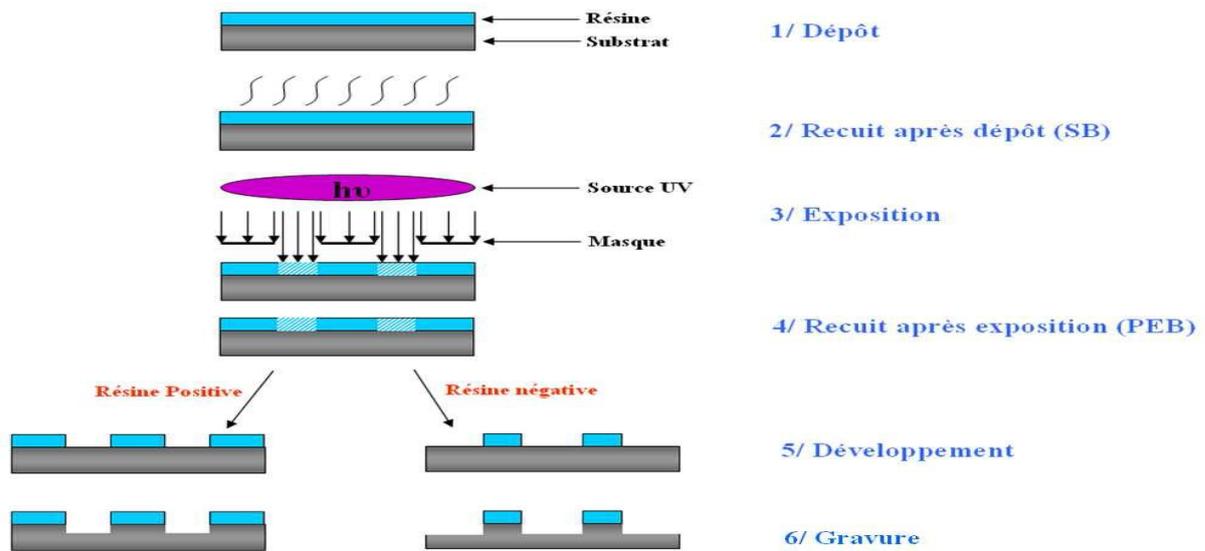


Figure I-42 : Procédé photo lithographique [59]

b- Domaine Médical

Le domaine de la médecine par plasma est l'un des plus innovants qui combine la physique des plasmas, les sciences de la vie et la médecine clinique. Les plasmas froids non thermiques créés à la pression atmosphérique, comme les décharges DBD et grâce à leur fonctionnement à des températures proches de l'ambiante et leur capacité à produire des radicaux, des ions, des électrons, des UV et un champ électrique, ont permis ces dernières années le développement de nouvelles applications.

Parmi les applications biologiques les plus étudiées, nous citons :

- L'inactivation et la destruction de bactéries.
- La régénération de la peau et d'autres applications dermatologiques.
- La coagulation du sang.
- La décontamination des agents chimiques et biologiques dans le domaine militaire.
- La désinfection et la guérison des plaies
- L'hygiène dentaire.
- Les traitements en cancérologie et de cellules/tissus vivants.

c- Domaine de l'aéronautique

Les dispositifs DBD sont également étudiés pour le contrôle d'écoulement d'air dont la principale application se situe dans l'aéronautique. La décharge s'effectue parallèlement à l'écoulement du fluide. Le vent électrique généré par la décharge permet de modifier les

propriétés de l'écoulement afin de le faire passer du régime turbulent au régime laminaire. Ceci permettrait de réduire les pertes aérodynamiques au niveau des ailes des avions. Autres ces actionneurs plasma peuvent aussi être utilisés pour :

- le contrôle du décollement de la couche limite sur une surface portante
- l'amélioration de la vitesse et de la portance d'une aile
- le contrôle actif du bruit
- le contrôle de certains éléments aux vitesses supersoniques et hypersoniques.
- le contrôle de l'écoulement de jeu d'aube dans les rotors de turbines et de compresseurs

I-5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les notions essentielles permettant de comprendre les mécanismes de décharge se produisant dans le gaz d'un dispositif de décharge à barrière diélectrique. Nous avons, d'abord, introduit les différentes grandeurs définissant un plasma ainsi que les différents mécanismes de formation de décharge. Puis nous avons expliqué les différents régimes de décharge pouvant se développer dans un gaz.

Une partie prépondérante de cette étude bibliographique a été consacrée aux décharges à barrières diélectriques pour ses deux types volumique et surfacique. Nous avons rappelé les principes des DBDs de la façon générale, leurs différentes configurations ainsi que certaines de leurs applications.

Suite à ce chapitre qui se voulait purement descriptif, nous nous intéresserons dans le second chapitre aux systèmes d'équations qui régissent le fonctionnement des décharges à barrière diélectrique à travers la présentation des équations de continuité, de conservation de la charge et de Poisson qui est en générale utilisée pour déterminer le champ électrique dans la décharge. Le but de cette thèse étant, particulièrement, la modélisation des DBD aussi bien pour la configuration DBD volumique que surfacique, nous aborderons aussi le mécanisme d'écoulement de gaz par l'introduction des équations de Navier-Stokes que nous utiliserons dans le modèle de la SDBD pour étudier la vitesse d'écoulement du gaz.

Références bibliographiques du chapitre I

- [1] A. M. Pointu, J. Perrin and J. Jolly, « *Plasmas froids de décharge* », Les techniques de l'ingénieur, Dossier D 2830, 1998.
- [2] M. A Lieberman, A. J Lichtenberg, « *Principles of plasma discharges and materials processing* », A JOHN WILEY & SONS, ISBN 0-471-72001-1 ,USA 2005.
- [3] R. Fitzpatrick, « *Introduction to Plasma Physics* », PHY380L, the University of Texas at Austin, spring 1998.
- [4] A. Fridman, and A Lawrence Kennedy, « *Plasma Physics and Engineering* », Taylor & Francis Routledge, ISBN 13: 9780203334874, New York, 2004.
- [5] J. L. Delcroix et A. Bers, « *Physique des plasmas* », Inter Edition, CNRS Edition, ISBN 2-7296-0484-7, Paris, 1994.
- [6] P. Chabert and N. Braithwaite, « *Physics of Radio-Frequency Plasmas*», Cambridge University Press, 2011.
- [7] C. Tendero, C. Tixier, P. Tristant, J. Desmaison and P. Leprince, « *Atmospheric Pressure Plasmas: A Review*», Spectrochimica Acta Part B, **61** (1), pp. 2-30, 2006.
- [8] F. S. Denes and M. Manolache, «*Macromolecular plasma-chemistry: an emerging field of polymer science*», Progress in Polymer Science, **29** (8), pp. 815–885, 2004.
- [9] J. A. Bittencourt, « *Fundamentals of plasma physics* », Pergamon press. LTD, Headintong H. Hall, Oxford Ox3 OBW. England, 1988.
- [10] A. Fridman, « *Plasma Chemistry* », Cambridge University Press, 2008.
- [11] C. J. Oldham, «*Applications of Atmospheric Plasmas* », PhD thesis, North Carolina State University, 2009.
- [12] O. Eichwald, M. Yousfi, A. Hennad and M. D. Benabdessadok, «*Coupling of chemical kinetics, gas dynamics and charged particle kinetics models for the analysis of NO reduction from flue gases* », J. Appl. Phys, **82** (10), pp. 4781-4794, 1997.
- [13] M. MOISAN et J. PELLETIER, « *Physique Des Plasmas Collisionnels : Application Aux Décharges Haute Fréquence* », ISBN 2-86883-822-7, EDP Sciences, 2006.
- [14] F. Valentini, «*Editorial Special issue: Collisions in collisionless plasmas*, J. Plasma Physics, **80** (4), pp. 529–530, 2014.
- [15] F.Chen, « *Introduction To Plasma Physics And Controlled Fusion*», Second Edition, Volume 1: Plasma Physics, ISBN 0-306-41332-9, 1929.

- [16] M. N Stankov, M. D Petkovi, V. L Marković, S. N Stamenković, A. P. Jovanović, « *Numerical Modelling of Dc Argon Glow Discharge At Low Pressure Without And With Ar (3p2) Metastable State* », Rom. Journ. Phys, **59**, pp. 328–338, 2014.
- [17] A. Schütze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, J. Park, G. S. Selwyn and Robert F. Hicks, « *The Atmospheric Pressure Plasma Jet : A Review and Comparison to Other Plasma Sources* », Transactions on Plasma Science, **26** (6), pp. 1685-1694, 1998.
- [18] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels, J. V. Mullen, « *Gas discharge plasmas and their applications* », Spectrochimica Acta Part B, **57** (4), pp. 609–658, 2002.
- [19] Y.R. Raizer, « *Gas Discharge Physics* », ISBN 3-540-19462-2, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1991.
- [20] S.A. Wissel, A. Zwicker, S. Gershman, and J. Ross « *The use of dc glow discharges as undergraduate educational tools* », Am. J. Phys, **81** (9), pp. 663-669, 2013.
- [21] G. Fatiha, « *Calcul de la courbe de Paschen et la tension de claquage pour les décharges à gaz rare* », thèse de Doctorat, Université D'Oran, 2013.
- [22] A. M. HOWATSON, « *An Introduction to Gas Discharges* », Second Edition, Library of Congress Cataloging in Publication Data, ISBN 0-08-020575-5 , 1976.
- [23] E. Badareu and I. Popescu; « *Gaz ionisés. Décharges électriques dans le gaz* », Translated by C. Popescu-Ulmu. Dunod: Paris,. 336 pp. 78F, 1969.
- [24] F. SADAOUI, « *Comparaison des caractéristiques électriques et optiques des décharges glissantes sur différents types d'isolateurs dans le CO₂, le SF₆ et le N₂ et leurs mélanges à différentes pressions* », thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon ,2013.
- [25] Y. Segui, « *Diélectriques – Courant de conduction*, » *Technique de l'Ingénieur, D2301*, Technique de l'Ingénieur.
- [26] C. DOUAT, « *Étude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique* », Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud, 2014.
- [27] A. Sublet, « *Caractérisation de DBD atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium* », Thèse de doctorat, Université de Savoie, Annecy, France, 2007.
- [28] A. Fridman, A. Chirokov and A. Gutsol, « *Non-thermal atmospheric pressure discharges* », J. Phys. D: Appl. Phys, **38** (2), pp. 1-24, 2005.
- [29] E. Wagenaars, « *Plasma breakdown of low-pressure gas discharges* », Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, Proefschrift, ISBN-10: 90-386-2112-4, 2006.
- [30] N. NAUDE ; « *Etude Electrique De La Physique D'une Décharge De Townsend A La Pression Atmosphérique Et De Son Interaction Avec Un Générateur : Modèle Et Expérience* », thèse de doctorat, Université de Toulouse III, 2005.

- [31] L. B Loeb and J. M Meek, « *the mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure* », I. J. Appl. Phys, **11**, pp. 438–447, 1940.
- [32] L. B. Loeb, « *Electrical breakdown of gases with steady or direct current impulsepotentials* », in Encyclopedia of Physics, volume XXII: Gas Discharges II, edited by S. Flügge, Springer Verlag, Berlin ,1956.
- [33] H. Raether, « *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*», London: Butterworths, 1964.
- [34] J.M. Meek and J.D. Craggs, « *Electrical breakdown of gases*», xford : Clarendon Press, 1953.
- [35] S. SAHLI, S.REBIAI, P.RAYNAUD, Y.SEGUI, A.ZENASNI, S.MOUISSAT, «*Deposition of SiO₂ -like films by HMDSN/O₂ plasmas in low pressure MMP-DECR reactor*» Plasmas and Polymers, **7**(4), pp. 327-340, 2002.
- [36] H. Bahouh, S. Rebiai, D. Rochette, D. Vacher and M. Dudeck, « *Modelling of an inductively coupled plasma torch with argon at atmospheric pressure*», Phys. Scr. **T161**, 014008 (4pp), 2014.
- [37] L. Benterrouche, S. Sahli, S. Rebiai, A. Benhamouda, F.Z. Sebihi, «*Inactivation of E. coli bacteria by atmospheric dielectric barrier discharge*», Int. J. of Nanotechnology, **10** (5/6/7), pp. 543-552 , 2013.
- [38] S. Rebiaï, H. Bahouh and S. Sahli, «*2-D Simulation of Dual Frequency Capacitively Coupled Helium Plasma, using COMSOL Multiphysics*», IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, **20** (5), pp. 1616- 1624, 2013.
- [39] M. T. Benabbas, S. Sahli, A. Benhamouda and S. Rebiai, «*Effects of the electrical excitation signal parameters on the geometry of an argon-based non-thermal atmospheric pressure plasma jet*», Nanoscale Research Letters, **9**:697, 2014.
- [40] H. Bahouh, S. Rebiaï, F. Bouanaka, S. Sahli, «*Fluid Model Simulation of DC Glow Discharges*», Advanced Materials Research, **227**, pp116-120, 2011.
- [41] F. Bouanaka, S. Rebiaï, « *Pressure and Free Flight Time Effects on Glow Discharge Characteristics* », International Journal of Computer Applications, **72** (1), pp. 38-44, 2013.
- [42] M. S Benilov and G V Naidis, « *Modelling of low-current discharges in atmospheric-pressure air taking account of non-equilibrium effects*», J. Phys. D: Appl. Phys, **36** (15), pp. 1834–1841, 2003.
- [43] G. Tathiri, E. Esmailzadeh , S. M. Mirsajedi and H. Mahdavi Moghaddam, «*Experimental Investigation of Why an AC Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator is Preferred to DC Corona Wind Actuator in Boundary Layer Flow Control?* », Journal of Applied Fluid Mechanics, **7** (3), pp. 525-534, 2014.

- [44] M J Morávek , L. Schmiedt, A. Kanka , A. Nikiforov , C. Leys , V. Hrachová , « *Comparison of low-pressure DC glow discharge and dielectric barrier discharge in CO₂-laser mixture by optical emission spectroscopy* », *Vacuum*, **90**, pp.135-140, 2013.
- [45] G. Francis, « *The glow discharge at low pressure* »; Handbuch der Physik vol VVII. Berlin :Springer, 1983.
- [46] A. ABAHAZEM, « *Etudes Experimentales Des Decharges Couronne Pour La Depollution Des Gaz* », thèse de doctorat, Université de Toulouse III – Paul Sabatier, 2009.
- [47] L. BENTERROUCHE, « *Investigations sur l'application des plasmas froids dans la stérilisation* », thèse de doctorat, Université de Constantine ,2015.
- [48] G. Franz, « *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology* », ISBN 978-3-540-85848-5, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009.
- [49] R. TADJINE et H. LAHMAR, « *Nouvelle Technique De Mesure De La Puissance Réelle Absorbée Par Un Plasma Laser Créé Par Décharge Radiofréquence* », 5ème Séminaire National sur le Laser et ses Applications 16-17 Décembre, – UKM Ouargla – 2009.
- [50] L. THERESE, « *Plasmas Radiofréquence Pour L'analyse Des Matériaux. Etudes Expérimentale, Analytique Et Numérique* », Thèse de doctorat, Université TOULOUSE III, 2005.
- [51] G A Curley, « *Dynamique des espèces chargées dans un réacteur de gravure diélectrique à couplage capacitif excité par deux fréquences* », thèse de doctorat, École Polytechnique, 2008.
- [52] A.M. Pointu, J. Perrin et J. Jolly, « *Plasmas froids de décharge Applications et diagnostic* », Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique D 2 835.
- [53] C.L. Hartz, J.W. Bevan, M.W. Jackson & B.A. Wofford, « *Innovative surface wave plasma reactor technique for PFC abatement* », *Environ. Sci. Techno*, **32** (5), pp.682-687, 1998.
- [54] M. Baeva, H. Gier, A. Pott, J. Uhlenbusch, J. Höschele and J. Steinwandel, « *Pulsed microwave discharge at atmospheric pressure for NO_x decomposition* », *Plasma Sources Sci. Technol*, **11** (1), pp.1-9, 2002.
- [55] U. Kogelschatz, B. Eliasson and W. Egli, « *From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges* », *Pure Appl. Chem.*, **71** (10), pp. 1819-1828, 1999.
- [56] A. Bouchoule, « *L'histoire des plasmas* », Les cinquièmes journées d'échanges du réseau plasmas froids, Bonascre, Octobre 3- 6, 2006.
- [57] R. Maurau, « *Etude de l'influence du régime d'une décharge à barrière diélectrique dans un mélange HMDSO/N₂, sur les propriétés d'un procédé de dépôt* », Thèse de doctorat, Laboratoire de Génie des Procédés Plasmas et Traitement de Surface (LGPPTS) – EA 3492, Paris (ENSCP), France, (2009).

- [58] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, « *Stable glow plasma at atmospheric pressure* », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**(5), pp. 838-840, 1988.
- [59] U. Kogelschatz, « *Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics and industrial applications,* » *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** (1), pp. 1–46, 2003.
- [60] U. Konelschatz, B. Eliasson and W. Egli, « *Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications* », *Journal de Physique IV, Colloque C4, Supplement au Journal de Physique III*, 1997.
- [61] R. Bartnikas, « *Note on discharges in helium under AC. Conditions* », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1** (2), pp. 659-661, 1968.
- [62] T. C. Manley, « *The Electric Characteristics of the Ozonator Discharge* », *Transactions of the Electrochemical Society*, **84**, pp. 83-95, 1943.
- [63] H. Jiang, T. Shao, C. Zhang, W. Li and P. Yan, « *Experimental Study of Q-V Lissajous Figures in Nanosecond-Pulse Surface Discharges* », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, **20** (4), pp. 1101 – 1111, 2013.
- [64] J.R. Roth, D.M. Sherman, « *Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma* », 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno USA, 1998.
- [65] J. R. Roth, D. M. Sherman, and S. P. Wilkinson, «*Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma* », *AIAA journal*, **38** (7), pp. 1166-1172, 2000.
- [66] E. Moreau, « *Airflow control by non-thermal plasma Actuators* », *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, pp. 605–636, 2007.
- [67] C. L. Enloe, M. G. McHarg, and T. E. McLaughlin. «*Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator*», *Journal of Applied Physics*, **103** (7), pp. 073302 (8pp), 2008.
- [68] S. Grundmann and C. Tropea, « *Experimental damping of boundary-layer oscillations using DBD plasma actuators*», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **30** (3), pp. 394-402, 2009.
- [69] T. C. Corke, C. L. Enloe, and S. P. Wilkinson, « *Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control*». *Annual Review of Fluid Mechanics*, **42** (1), pp.505-529, 2010.
- [70] F. Rodrigues, J. Páscoa, F. Dias, «*Power Consumption Characterization of DBD Plasma Actuators for boundary layer control* », *International Conference on Engineering, ICEUBI 15*, December 2-4, Covilhã, Portugal 2015.
- [71] http://www.temaseklabs.nus.edu.sg/program/program_aeroexperimental_highlight5.php: page consultée le 15 Juin 2018.
- [72] B. DONG, «*Etude Et Caractérisation De Plasmas Destinés Au Contrôle Actif D'écoulements Gazeux Subsoniques*», thèse de doctorat ; Université d'Orléans, 2008.

- [73] V. Boucinha, «*Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique : contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*», thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.
- [74] C.L. Enloe, T.E. McLaughlin, R.D. Vandyken, K.D. Kachner, E.J. Jumper, and T.C. Corke, «*Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology*». AIAA Journal, **42**(3), pp. 589-594, 2004.
- [75] J. Pons, E. Moreau, and G. Touchard, «*Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics*», Journal of Physics D: Applied Physics, **38** (19), pp. 3636-3642, 2005.
- [76] K.P. Singh and S. Roy, «*Impedance matching for an asymmetric dielectric barrier discharge plasma actuator*», Applied Physics Letters, **91**(8), pp. 081504(4pp), 2007.
- [77] P. AUDIER, «*Étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0012*», thèse de doctorat Université d'Orléans, 2012.
- [78] M. Forte, J. Jolibois, F. Baudoin, E. Moreau, G. Touchard et M. Cazalens, «*Optimization of a Dielectric Barrier Discharge actuator and non-stationary measurements of the induced flow velocity Application to airflow control*», 3rd AIAA Flow Control Conference, AIAA-2006-2863, , California, June 5-8, 2006.
- [79] C. Louste, G. Artana, E. Moreau et G. Touchard, «*Sliding discharge in air at atmospheric pressure: Electrical properties* ». Journal of Electrostatics, **63**, pp.615-620, 2005.
- [80] G. Touchard, «*Plasma actuators for aeronautics applications - State of art review-*», International Journal of Plasma Environmental Science and Technology, **2** (1), 2008.
- [81] R. DIEZ MEDINA, «*Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement*», thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [82] Sources: documentation commerciale OSRAM 2002.

Chapitre II

Modèle numérique et systèmes d'équations

II-1 Introduction.....	60
II-2 Modélisation numérique d'une décharge plasma.....	60
II-2-1 Présentation du modèle numérique d'une décharge électrique.....	61
II-2-1-1 Modèle cinétique.....	61
II-2-1-2 Modèle Particulaire (Microscopique).....	64
II-2-1-3 Modèles hybrides.....	64
II-2-1-4 Modèle Fluide (Macroscopique)	64
II-2-2 Description de l'approche fluide.....	65
II-2-2-1 L'équation de Boltzmann	65
II-2-2-2 L'équation de continuité.....	66
II-2-2-3 L'équation de transfert de la quantité de mouvement.....	67
II-2-2-4 Equation pour l'énergie.	67
II-2-2-5 Equation de Poisson	68
II-2-2-6 Conditions aux limites	68
II-2-3 Modèle hydrodynamique ou dynamique des fluides	69
II-2-3-1 Différents régimes d'écoulement	71
II-2-3-2 Equations de base.....	73
II-2-3-3 Conditions aux limites	75
II-3 Méthodes de résolution et logiciels de simulation numérique.....	75
II-4 Conclusion.....	77
Références bibliographiques du chapitre II.....	79

II-1 Introduction

En physique, lorsqu'on dit « modèle » cela indique l'ensemble des différents systèmes d'équations et des hypothèses simplificatrices qu'on utilise pour donner une représentation mathématique de tous les traits majeurs de certains phénomènes physiques. Alors pour décrire le comportement de la décharge plasma à barrière diélectrique à la pression atmosphérique, la modélisation numérique peut être un outil très important entre les mains des scientifiques et chercheurs pour comprendre, optimiser et approfondir ou élargir l'étude des différents phénomènes physiques qui sont complémentaires aux expériences. De plus, lorsque l'expérience à mettre en place est lourde financièrement et/ou matériellement, une étude numérique peut lui être substituée.

Ce chapitre est composé de deux parties, la première partie est consacrée à la décharge électrique de façon générale, en décrivant les différentes équations régissant la décharge plasma à barrière diélectrique, particulièrement, les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson. La deuxième partie sera dédiée à la dynamique des fluides où nous décrirons le modèle hydrodynamique qui résout les équations de Navier-Stokes. Afin de présenter les différentes équations régissant les plasmas pour les deux physiques, il est indispensable de présenter les conditions aux limites qui constituent l'étape essentielle de la simulation numérique.

II-2 Modélisation numérique d'une décharge plasma

De nos jours, les applications industrielles de la décharge plasma à barrière diélectrique ont fait l'objet de plusieurs études expérimentales et théoriques [1-10]. La modélisation numérique de ce type de décharges permet de bien assimiler leur comportement d'où le contrôle et l'optimisation des réacteurs à plasma dans les différents secteurs. Elles ont envahi des domaines d'importance vitale, tels que, la production d'ozone, les lampes, les écrans à plasma, la stérilisation et le contrôle d'écoulement. L'analyse théorique implique généralement un couplage entre différents types de modèles pour étudier les différents phénomènes se produisant dans le plasma.

Dans cette étude nous nous intéresserons aux deux principaux modèles de base qui sont :

- a) Le modèle de décharge électrique.
- b) Le modèle hydrodynamique.

II-2-1 Présentation du modèle numérique d'une décharge électrique

La modélisation des plasmas de décharge électrique est aujourd'hui considérée comme un outil complémentaire à l'analyse expérimentale. La majorité des modèles de décharge de gaz sont établis sur l'équation de Boltzmann dont la résolution numérique directe, sans lui porter des simplifications considérables, est relativement complexe. Selon l'ordre de complexité et d'exactitude, les plasmas peuvent être modélisés en considérant quatre types de modèles que nous décrirons dans la partie suivante.

II-2-1-1 Modèle cinétique

Pour modéliser l'évolution de particules dans une décharge plasma, le modèle cinétique est l'approche la plus précise mais la plus difficile à mettre en œuvre dans le cas des géométries complexes. On utilise la description cinétique, où les particules du plasma sont décrites par une fonction de distribution $f = f(t, x, v)$, avec v la variable de vitesse. La fonction de distribution contient une information supplémentaire par rapport aux grandeurs fluides, puisqu'elle inclut les détails de la répartition des vitesses des particules.

a) La fonction de distribution d'énergie électronique

Dans cette section, on parle de la fonction de distribution d'énergie électronique (FDEE), qui joue un rôle très important dans la modélisation du plasma. Différentes approches peuvent être utilisées pour décrire la FDEE, telles que la distribution *Maxwellienne*, la distribution de *Druyvesteyn* ou l'utilisation de la solution de l'équation de Boltzmann.

i. La distribution Maxwellienne

Cette distribution est utilisée lorsque la fréquence de collision des électrons est indépendante de la vitesse ; et les électrons sont en équilibre thermodynamique entre eux. Ici, les collisions électron-électron conduisent à la distribution de forme maxwellienne tandis que les collisions inélastiques d'électrons avec des particules lourdes entraînent une chute de la FDEE à des énergies d'électrons plus élevées. Cette fonction de distribution est généralement la solution de l'équation de Boltzmann en l'absence de toute force extérieure [11].

Pour une distribution maxwellienne (Maxwell-Boltzmann) à une température T , l'expression de la fonction f s'écrit sous la forme [12-15] :

$$f(E) = n_\alpha \frac{2}{(K_B T_\alpha)^{3/2}} \sqrt{\frac{E}{\pi}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_\alpha}\right) \quad (\text{II-1})$$

Avec : n_α est la densité de l'espèce α

T_α est la température de l'espèce α

k_B est la constante de Boltzmann

E est l'énergie

A partir de cette fonction (II-1), on peut déduire [12-17] :

- **La densité de la particule :** $n = \int f(E) dE$ (II-2)

- **Sa vitesse moyenne :** $\bar{v} = \frac{1}{n} \int V \cdot f(E) dE = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ (II-3)

- **Son énergie moyenne :** $\bar{E} = \frac{1}{n} \int \frac{1}{2} m v^2 f(E) dE = \frac{3}{2} k_B T$ (II-4)

La forme de cette distribution est illustrée sur la figure II-1.

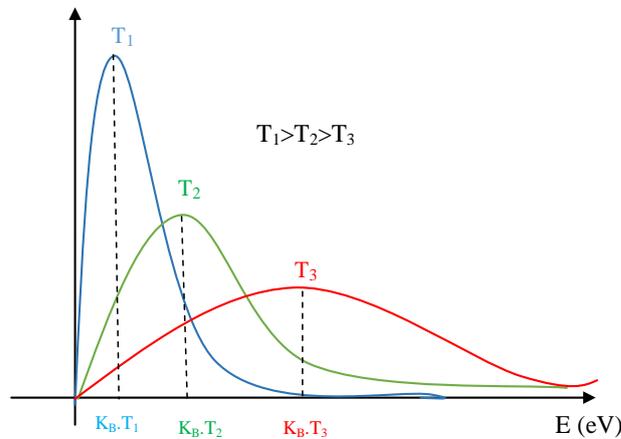


Figure II-1 : Fonction de distribution Maxwellienne pour trois températures différentes ($T_1 > T_2 > T_3$) [18]

ii. La distribution de Druyvesteyn

La distribution de l'énergie d'un gaz n'est pas toujours décrite par une distribution Maxwellienne. Elle peut être aussi une fonction de distribution de Druyvesteyn. Cette fonction est utilisée conjointement avec la fonction de distribution Maxwell-Boltzmann, elle nous permet de déterminer les conditions dans lesquelles certains paramètres hydrodynamiques dépendent de la forme de la FDEE. La distribution de Druyvesteyn peut

être considérée comme une description adéquate de la FDEE lorsque les électrons satisfont aux quatre hypothèses suivantes [19]:

1. Les collisions élastiques entre électrons et particules lourdes prédominent: les collisions inélastiques (excitation et ionisation) sont donc négligeables.
2. Les collisions électron-électron sont négligeables.
3. Les sections efficaces microscopiques totales pour les collisions électron-neutre sont indépendantes de l'énergie des électrons pour tous les types de collision.
4. L'énergie électronique moyenne est supérieure à celle des particules lourdes ($T_e > T_g$).

Pour une distribution isotrope, la FDEE de Druyvesteyn est donnée par [16,19-20]:

$$f_D(v) = \frac{1.04\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-0.55 \left(\frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right)^2\right) \quad (\text{II-5})$$

Une comparaison graphique entre la distribution Maxwellienne et de Druyvesteyn est donnée sur la figure II-2.

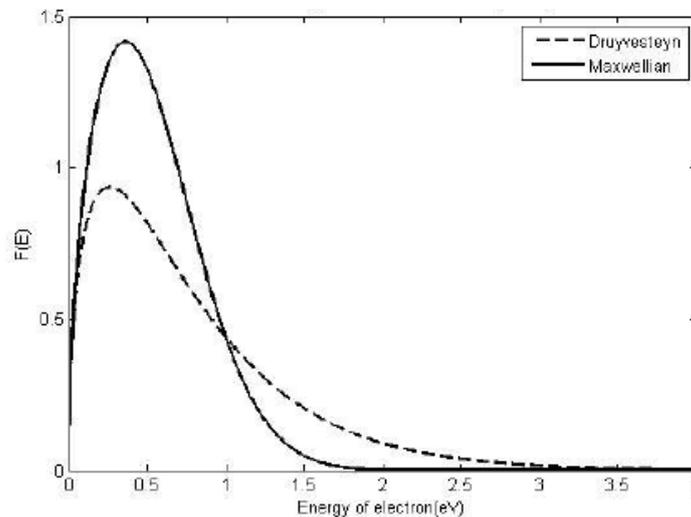


Figure II-2 : comparaison graphique entre la distribution de Druyvesteyn et la Maxwellienne [20].

Le choix de la FDEE influe sur les résultats de la modélisation et comme il est important de modéliser les décharges plasma avec précision, il est important de choisir la FDEE qui correspond le plus à l'état de la décharge étudiée. Dans la plupart des décharges plasma, les FDEE calculées sont cohérente avec une distribution Maxwellienne (Maxwell-Boltzmann).

II-2-1-2 Modèle Particulaire (Microscopique)

Ce modèle nous permet de résoudre l'équation de Boltzmann d'une façon indirecte, en simulant les trajectoires d'un nombre déterminé d'espèces présentes dans les plasmas. Ce modèle est connu aussi par la méthode **PIC-MCC (Particle In Cell- Monte-Carlo Collision)** [21-25], ou les modèles particuliers **PIC** consistent à faire évoluer les particules (par exemple, des électrons et des ions) sous l'action du champ électrique et déterminent leurs trajectoires dans l'espace, tandis que la méthode **MCC** consiste à traiter les collisions. Les particules présentes dans le plasma sont traitées individuellement à chaque instant. L'intégration des équations de mouvement entre deux collisions détermine l'influence du champ électrique. Ces équations sont traitées statistiquement en tirant des nombres aléatoires dont les densités de probabilité dépendent des sections efficaces (pour qu'on puisse déterminer l'instant, la nature des collisions, la trajectoire de la particule après collisions...). Comme ce type de plasma est peu collisionnel, ce modèle reste mieux adapté à la simulation des plasmas à basse pression. Le seul inconvénient est relié au temps de calcul qui est très long par rapport à d'autres méthodes [26-27].

II-2-1-3 Modèles hybrides

Lorsqu'on associe un modèle de **type fluide** à un code **Monte Carlo**, cela nous donne un modèle hybride. Ces modèles désignent la technique **MC** pour modéliser les électrons de haute énergie (les électrons rapides) qui sont capables d'ioniser et d'exciter les particules lourdes et le modèle fluide pour gérer les électrons de faible énergie du plasma [28-30]. La méthode de type Monte Carlo peut aussi être utilisée pour obtenir les coefficients de transport des espèces du plasma qui sont ensuite employés dans un modèle fluide. Avec cette intégration entre les deux méthodes, les modèles hybrides peuvent décrire des effets qui ne sont pas pris en compte par les modèles fluides et même d'acquiescer des résultats similaires à ceux des modèles **PIC** mais le temps de calcul peut être d'un ordre de grandeur inférieur, ce qui rend ces modèles très intéressants [31].

II-2-1-4 Modèle Fluide (Macroscopique)

Habituellement le modèle le plus employé dans le cas des décharges plasmas froids faiblement ionisés est de type fluide. Ce modèle est basé sur la résolution des trois moments de l'équation de Boltzmann pour le transport des particules et sur l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique. La résolution de cet ensemble d'équations permet le calcul, à l'intérieur du plasma, des densités des espèces chargées et aussi les flux de particules sur les

électrodes. Par conséquent, elle donne une vision « macroscopique » du plasma. Donc ce modèle est un excellent outil pour la compréhension des phénomènes physiques à l'intérieur du plasma.

Suivant le type de plasma considéré, et en particulier son homogénéité, ces modèles sont à une, deux ou trois dimensions. D'après la dimension de la géométrie simulée, le temps de calcul croît avec la complexité du modèle, alors c'est le principal inconvénient de ce type de modèle. Le modèle fluide est généralement utilisé pour la simulation des divers types de décharges plasma, à titre d'exemple : les décharges continues (DC) [32-35], les décharges radiofréquences (RF) [36-38], les plasmas magnétisés [39-40] et les décharges plasma à barrière diélectrique (DBD) volumique et surfacique [41-50].

II-2-2 Description de l'approche fluide

Le modèle fluide est basé sur les équations de transport pour les particules. Elles sont obtenues en prenant les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson qui correspondent aux grandeurs physiques caractéristiques du plasma tel que la densité de charges, la quantité de mouvement, la pression cinétique et le flux d'énergie thermique.

II-2-2-1 L'équation de Boltzmann

Pour décrire les propriétés de transport de particules chargées présentes dans la décharge et sous un champ électrique, la fonction de distribution en énergie des électrons peut être décrite par l'équation de Boltzmann suivante [12-14,51-52] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \underset{(a)}{V} \cdot \underset{(b)}{\frac{\partial f}{\partial r}} + \underset{(c)}{\frac{F}{m}} \cdot \underset{(d)}{\frac{\partial f}{\partial V}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Collisions}} \quad (\text{II-6})$$

Avec :

$$F = q(E + V \times B) \quad (\text{II-7})$$

Cette équation est constituée de quatre termes :

- (a) : Représente l'évolution de la fonction de distribution en fonction du temps.
- (b) : Représente le terme de diffusion spatiale des particules.

- (c) : Représente les variations de vitesse des particules sous l'action des forces extérieures.
- (d) : Donne la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les neutres, c'est-à-dire la redistribution des particules (électrons ou ions) sous l'effet des collisions.

II-2-2-2 L'équation de continuité

Cette équation est appelée aussi équation de conservation de la quantité de charge, elle représente le premier moment de l'équation de Boltzmann qui décrit le transport des particules (électrons, ions et neutres), leur flux sous l'influence du champ électrique et des collisions [12, 36,53-54]. Elle s'écrit sous la forme:

$$\text{➤ Pour les électrons : } \frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_e) = S_e \quad (\text{II-8})$$

$$\text{➤ Pour les ions : } \frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_i) = S_i \quad (\text{II-9})$$

$$\text{➤ Pour les métastables : } \frac{\partial n_*}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_*) = S_* \quad (\text{II-10})$$

Les indices e, i et * désignent les électrons, les ions positifs et les atomes excités. n et Γ représentent la densité et le flux des particules (e, i et *), respectivement. S désigne le terme source pour les particules (e, i et *) du aux diverses réactions dans lesquelles les espèces sont créées ou perdues.

Généralement, le terme source pour les électrons s'écrit [53,55] :

$$S_e = n_e (v_i - v_a) + n_n v_{\text{det}} - r_e n_e n_p \quad (\text{II-11})$$

Avec :

v_i , v_a et v_{det} , la fréquence moyenne d'ionisation, d'attachement et de détachement, respectivement. r_e représente le coefficient de recombinaison et n_n la densité des ion négatifs.

Cependant, lorsqu'on est en présence d'un gaz électropositif, où le processus d'attachement n'a pas lieu, l'équation (II-11) devient :

$$S_e = n_e v_i - r_e n_e n_p \quad (\text{II-12})$$

Dans le cas général, le terme source pour une particule p est déterminé par les réactions qui se produisent dans la décharge, Ce dernier est exprimé comme suit [55]:

$$S_p = \sum_r C_{p,r} R_r = \sum_r [C_{p,r} k_r \prod_j n_j] \quad (\text{II-13})$$

Où

r : l'indice d'une réaction de production ou de destruction de la particule p

$C_{p,r}$: est le nombre de particules d'espèce p créées dans une réaction de type r qui peut être positive ou négative.

R_r : le taux de réaction qui est proportionnel aux densités des particules qui interviennent dans ces réactions.

➤ Pour les réactions à deux corps : $R_r = k_r n_{1r} \cdot n_{2r}$ (II-14)

➤ Pour les réactions à trois corps : $R_r = k_r n_{1r} \cdot n_{2r} \cdot n_{3r}$ (II-15)

Avec k_r est le coefficient du taux de réactions.

II-2-2-3 L'équation de transfert de la quantité de mouvement

L'équation de la quantité de mouvement pour toutes les espèces est exprimée par l'approximation de dérive diffusion [53 ,55]:

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - \vec{\nabla}(n_e D_e) \quad (\text{II-16})$$

$$\vec{\Gamma}_p = n_p \mu_p \vec{E} - \vec{\nabla}(n_p D_p) \quad (\text{II-17})$$

Pour les métastables, on ne considère que le terme de diffusion

$$\vec{\Gamma}_* = -\vec{\nabla}(n_* D_*) \quad (\text{II-18})$$

Où E est le champ électrique, μ_k et D_k désignent la mobilité et le coefficient de diffusion des espèces chargées. Ces deux coefficients sont reliés par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_k}{\mu_k} = \frac{K_B T_k}{q} = \frac{2}{3} \frac{\xi_k}{q} \quad (\text{II-19})$$

Avec ξ_k l'énergie moyenne, donné par la relation [54-55]

$$\xi_e = \frac{3}{2} K_B T_e \quad (\text{II-20})$$

II-2-2-4 Equation pour l'énergie

Elle représente le troisième moment de l'équation de Boltzmann. Dans cette simulation le bilan énergétique n'est résolu que pour les électrons :

$$\frac{\partial(n_e \varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_\varepsilon) + \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_e = S_\varepsilon \quad (\text{II-21})$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -n_e \mu_\varepsilon \vec{E} - \vec{\nabla}(n_\varepsilon D_\varepsilon) \quad (\text{II-22})$$

$$n_\varepsilon = n_e \varepsilon \quad (\text{II-23})$$

Avec n_ε ; la densité d'énergie Γ_ε ; le flux d'énergie moyenne, T_e ; la température électronique, S_ε ; le terme source. μ_ε et D_ε représentent la mobilité et le coefficient de diffusion pour le flux d'énergie, respectivement.

II-2-2-5 Equation de Poisson

Le couplage de l'équation de Boltzmann avec l'équation de Poisson est nécessaire pour décrire la décharge car cette équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace. L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta V = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (\text{II-24})$$

Où

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V$$

Le système d'équations aux dérivées partielles (6)-(24) est fortement couplé. Sa résolution nécessite des conditions aux limites adéquates.

II-2-2-6 Conditions aux limites

Lorsque la décharge est créée, il y a production de charges électriques (électrons et ions), dans l'espace inter électrodes avec création d'un champ électrique. Les électrons étant les particules les plus énergétiques et les plus rapides dans la décharge, les conditions sur leur évolution au niveau des limites de l'espace de la décharge sont représentées par :

- Le flux des électrons vers les électrodes et les parois du réacteur qui est représenté par l'expression :

$$-\vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_e = \frac{1}{2} V_{e,th} n_e - \sum_p \gamma_p \cdot (\vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n}) \quad (\text{II-25})$$

$$V_{e,th} = \sqrt{\frac{8K_B T_e}{\pi m_e}} \quad (\text{II-26})$$

Avec γ_p le coefficient d'émission secondaire des électrons par les électrodes, n est le vecteur unité normal à la paroi, $V_{e,th}$ représente la vitesse thermique des électrons, k_B la constante de Boltzmann et m_e la masse de l'électron.

- Le flux d'énergie des électrons vers les électrodes et les parois du réacteur est donné par :

$$-\vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_\varepsilon = \left(\frac{5}{6} V_{e,th} n_e \varepsilon \right) - \sum \varepsilon_p \gamma_p (\vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n}) \quad (\text{II-27})$$

Où ε_p est l'énergie moyenne des électrons secondaires. Le second terme de l'équation (27) représente le flux d'énergie des électrons secondaires.

- Accumulation de charges en surface :

Dans les réacteurs DBD, l'accumulation de charge se produit sur la surface du diélectrique qui se trouve au voisinage de l'espace où le plasma est créé. Toutes les particules chargées qui atteignent cette limite sont collectées à cette surface. Ce phénomène conduit aux conditions aux limites suivantes sur les barrières diélectriques:

$$n \cdot (\vec{E}_1 \cdot \varepsilon_1 - \vec{E}_2 \cdot \varepsilon_2) = \rho \quad (\text{II-28})$$

Où E_1 et E_2 désignent le champ électrique à l'interface gaz / diélectrique et ε_1 et ε_2 sont la permittivité relative du gaz et du diélectrique, respectivement. ρ est la densité de charge.

- Enfin, le potentiel électrique appliqué à l'électrode est donné par :
- $$V_{rf} = V_0 \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (\text{II-29})$$

Où V_0 est la valeur maximale de la tension appliquée et f sa fréquence.

II-2-3 Modèle hydrodynamique ou dynamique des fluides

Le modèle hydrodynamique, permet l'étude des mouvements des fluides qu'ils soient liquides ou gazeux. De ce fait, cette théorie peut être applicable à l'écoulement d'un gaz dans un plasma. Par définition le fluide est un milieu matériel constitué de plusieurs particules très petites, susceptibles de s'écouler. Il regroupe deux états physiques, les gaz et les liquides dont on fait souvent la différence par une propriété physique appelée la compressibilité [56-58]. Les principales grandeurs physiques qui caractérisent l'écoulement d'un fluide sont la

viscosité dynamique μ , la densité ou masse volumique ρ , la vitesse d'écoulement \mathbf{v} et la pression \mathbf{P} .

a- Propriétés d'un fluide

Trois propriétés essentielles caractérisent les fluides qui sont : la continuité, la déformabilité et la viscosité [56,59]. On peut les définir ainsi :

- **La continuité**, c'est quand toutes les grandeurs (propriétés et paramètres) des fluides sont des fonctions continues dans le temps et l'espace tel que la vitesse et la température.
- **La déformabilité**, c'est quand le fluide adapte sa forme à son contenant, lors de sa mobilité.
- **La viscosité**: C'est une grandeur physique qui exprime la capacité du corps à s'opposer à une force tangentielle ou de cisaillement. Elle traduit, en bref, la résistance d'un fluide à l'écoulement. La viscosité peut être considérée comme le frottement interne qui résulte du glissement d'une couche de fluide sur une autre, comme le montre la figure II-3 où on considère un fluide placé entre deux plaques parallèles, dont l'une se déplace à une vitesse constante et l'autre est stationnaire [59].

Dans de nombreuses formules, apparaît le rapport de la viscosité dynamique μ par rapport à la masse volumique du fluide ρ (kg/m^3). Ce rapport est appelé viscosité cinématique ν (m^2/s):

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{II-30})$$

Avec $\rho = \frac{m}{V}$ (II-31)

m est la masse (kg) et V est le volume (kg/m^3).

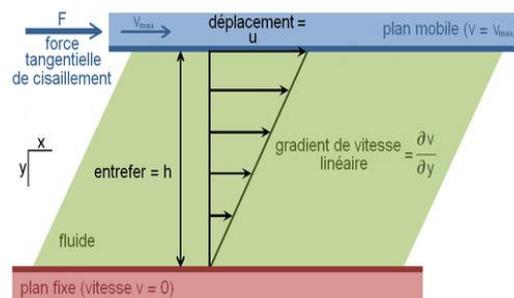


Figure II-3 : Profil de vitesse pour l'écoulement d'un fluide [60].

- Les fluides qui ont une viscosité dynamique indépendante du gradient de vitesse et qui dépend de la loi de Newton sont dits fluides newtoniens. C'est le cas des gaz, des vapeurs et des liquides purs de faibles masses molaires.
- Les fluides qui ne suivent pas cette loi sont dits fluides non newtoniens. Ce sont les solutions de polymères, les purées, les gels, les boues et le sang.

b- Type de fluide

Les fluides peuvent être de nature parfaite ou réelle.

- **Le fluide parfait (sans frottement)**: Son écoulement est décrit sans prendre en considération les effets de frottement. Il n'existe pas de force qui s'oppose au glissement des particules fluides les unes sur les autres; donc on considère que sa viscosité est nulle. Ce modèle est limité pour la simplification des calculs.
- **Le fluide réel (avec frottement)**: lors de son écoulement, les contraintes tangentielles se manifestent et sont prises en considération. Au repos, le fluide réel se confond avec le fluide parfait.

II-2-3-1 Différents régimes d'écoulement

Lorsqu'on dit écoulement cela signifie un déplacement de l'air par rapport à un objet. Selon certains critères et hypothèses des expériences réalisées sur l'écoulement d'un fluide, on peut distinguer l'existence de différents régimes et types de fonctionnement.

C'est en 1883 que l'ingénieur anglais spécialiste en hydrodynamique *Osborne Reynolds* a introduit un nombre qui porte son nom pour identifier le type d'écoulement. Ce **nombre de Reynolds R_e** est un nombre sans dimension, il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il est défini de la manière suivante :

$$R_e = \frac{u_0 \cdot D}{\nu} = \frac{\rho \cdot u_0 \cdot D}{\mu} \quad (\text{II-32})$$

Où

ρ : la masse volumique

u_0 : Vitesse initiale d'écoulement

ν : viscosité cinématique

D : Diamètre hydraulique de la conduite d'écoulement

Selon la valeur du nombre de Reynolds R_e on peut distinguer trois types de comportement. Chaque comportement caractérise un régime d'écoulement particulier soit (laminaire, transitoire ou turbulent).

- Si $R_e < 2000$ l'écoulement est de type Laminaire.
 - Si $2000 < R_e < 3000$ l'écoulement est de type Transitoire (intermédiaire)
 - Si $R_e > 3000$ l'écoulement est de type Turbulent.
- **Le régime laminaire** : c'est l'ensemble du fluide qui s'écoule presque dans la même direction et où la vitesse évolue continuellement en fonction du temps et de l'espace. Ce régime est plus étudié parce qu'il crée moins de pertes de charge, il est plus stable et prévisible par les équations.
- **Le régime Transitoire** : il présente un écoulement plus ou moins rectiligne, avec un peu de mélange (petits tourbillons).
- **Le régime Turbulent** : il présente des variations désordonnées et tourbillonnaires où la vitesse varie de façon anarchique et instable.

La figure II-4 représente les différents types de régimes d'écoulement existant.

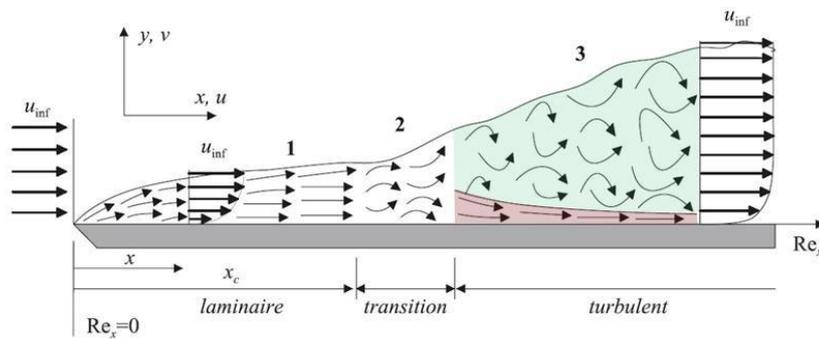


Figure II-4 les différents types de régime d'écoulement [61]

Selon le comportement dynamique, le régime peut être :

- **Compressible** : lorsque le volume du fluide varie en réponse à une variation de pression comme par exemple l'eau et l'huile.
- **Incompressible** : où le volume du fluide reste constant sous l'effet d'une pression externe comme le gaz.

Par ailleurs, pour déterminer la compressibilité ou l'incompressibilité du fluide nous considérons le nombre de Mach (nombre sans dimension) donné par [61-62] :

$$\text{Ma} = \frac{u_0}{c} \quad (\text{II-33})$$

Où u_0 est la vitesse initiale d'écoulement et c représente la célérité du son.

Si $\text{Ma} < 0.3$, le fluide est incompressible et si $\text{Ma} > 0.3$, le fluide est compressible.

Aussi on peut déterminer le régime d'écoulement qui peut être **visqueux** (continu) ou **moléculaire**, selon la valeur du libre parcours moyen λ . Si cette valeur est supérieure ou inférieure à la distance du réacteur. Le nombre de Knudsen (sans dimension) vérifie la continuité du fluide, il est donné par [62] :

$$\text{K}_n = \frac{\text{Ma}}{\text{Re}} = \frac{\lambda}{L} \quad (\text{II-34})$$

Où λ est le libre parcours moyen et L est la longueur caractéristique de l'écoulement.

Si $\text{K}_n < 0.01$ l'écoulement est visqueux et si $\text{K}_n > 10$ l'écoulement est moléculaire.

II-2-3-2 Equations de base

Le phénomène d'écoulement des fluides s'appuie sur les lois de conservation. Deux équations particulièrement importantes qui caractérisent ce phénomène sont : l'équation de continuité et l'équation de quantité de mouvement.

➤ Equation de continuité

Cette équation exige la conservation de la masse de la particule du fluide. Elle décrit le changement de la densité du fluide sur un point fixe de l'espace. Elle s'exprime par [63-65] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{II-35})$$

Avec u : la vitesse d'écoulement.

➤ Equation de quantité de mouvement

Elle traduit la loi de Newton appliquée à des particules du fluide. Elle est exprimée par [63-65]:

$$\overrightarrow{F}_{\text{EHD}} = e(n_i - n_e)\vec{E} \quad (\text{II-40})$$

Avec \vec{F} la force électronique, \vec{E} le champ électrique, n_i la densité ionique et n_e la densité électronique.

Après avoir décrit l'ensemble des équations qui génèrent l'écoulement du fluide, il est nécessaire de présenter les conditions choisies pour le contrôle de l'écoulement de l'air, sans oublier que les conditions aux limites pour la décharge SDBD sont les mêmes que celles utilisées pour la décharge VDBD.

II-2-3-3 Conditions aux limites

- La vitesse d'écoulement du fluide au niveau des parois du domaine de simulation de l'écoulement de l'air est fixée à zéro :

$$u = 0 \quad (\text{II-41})$$

- La vitesse du flux du fluide entrant (Inlet) à travers les parois est décrite par :

$$u = -u_0.n \quad (\text{II-42})$$

Où n est le vecteur normal de l'unité.

- La pression du fluide sortant (outlet) de la limite est caractérisée par :

$$P = P_0$$

II-3 Méthodes de résolution et logiciels de simulation numérique

La simulation d'un modèle physique qui contient plusieurs équations différentielles exige la connaissance des différentes méthodes de résolution nécessaires pour faire une étude. Il s'agit d'effectuer une discrétisation du domaine de calcul et de faire des approximations pour résoudre ces équations aux dérivées partielles.

Les principales méthodes numériques sont :

- ❖ La méthode des différences finies
- ❖ La méthode des volumes finis
- ❖ La méthode des éléments finis

Lorsqu'il s'agit de la modélisation d'une géométrie complexe de deux ou trois dimensions, la méthode des éléments finis (MEF) est conseillée. Cette méthode est plus adoptée en ingénierie parce qu'elle est appliquée à des problèmes physiques ou multi physiques régis par

des équations aux dérivées partielles tels que l'électromagnétisme, la mécanique des fluides, le transfert de chaleur,etc [67].

Durant ces dernières années, le développement technologique connu en informatique a mis à notre disposition plusieurs codes numériques auto-cohérents dédiés à la simulation de la décharge plasma. Les principaux codes connus dans ce domaine sont PLASMATOR, SIGLO, PLASIMO, CFD-ACE+ et COMSOL Multiphysics [68-69]. Ces différents codes s'intéressent à plusieurs problématiques comme la physique des décharges, la chimie du plasma ou aux applications dédiées aux dépôts, ou à la physico-chimie du substrat.

Dans le cadre de notre travail, nous avons axé notre étude sur l'élaboration de modèles fluides par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics qui est un environnement de simulation et de modélisation qui regroupe plusieurs domaines de la physique couplés ou séparés. Il est basé sur la méthode des éléments finis (FEM) qui permet de discrétiser le problème étudié en découpant les différents domaines en mailles élémentaires.

Le module de simulation approprié « *Plasma* » à été choisi selon les équations de base de la décharge plasma à barrière diélectrique présentées précédemment. Une fois la géométrie du modèle créée et les valeurs des constantes et variables prédéfinies, le choix des conditions aux limites est indispensable. La détermination du maillage, du temps de calcul et du pas du temps optimise la précision de la simulation. A travers ce logiciel, on peut visualiser à la fois la résolution et le taux de convergence utilisés pour notre système d'équations, ce qui nous permet de réduire le temps de calcul et la détection des erreurs du programme au fur et à mesure de la résolution. Après avoir suivi toutes ces instructions, les résultats de simulation sont prêts pour l'analyse.

La figure II-5 illustre les différentes procédures de simulation de la décharge plasma par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics.

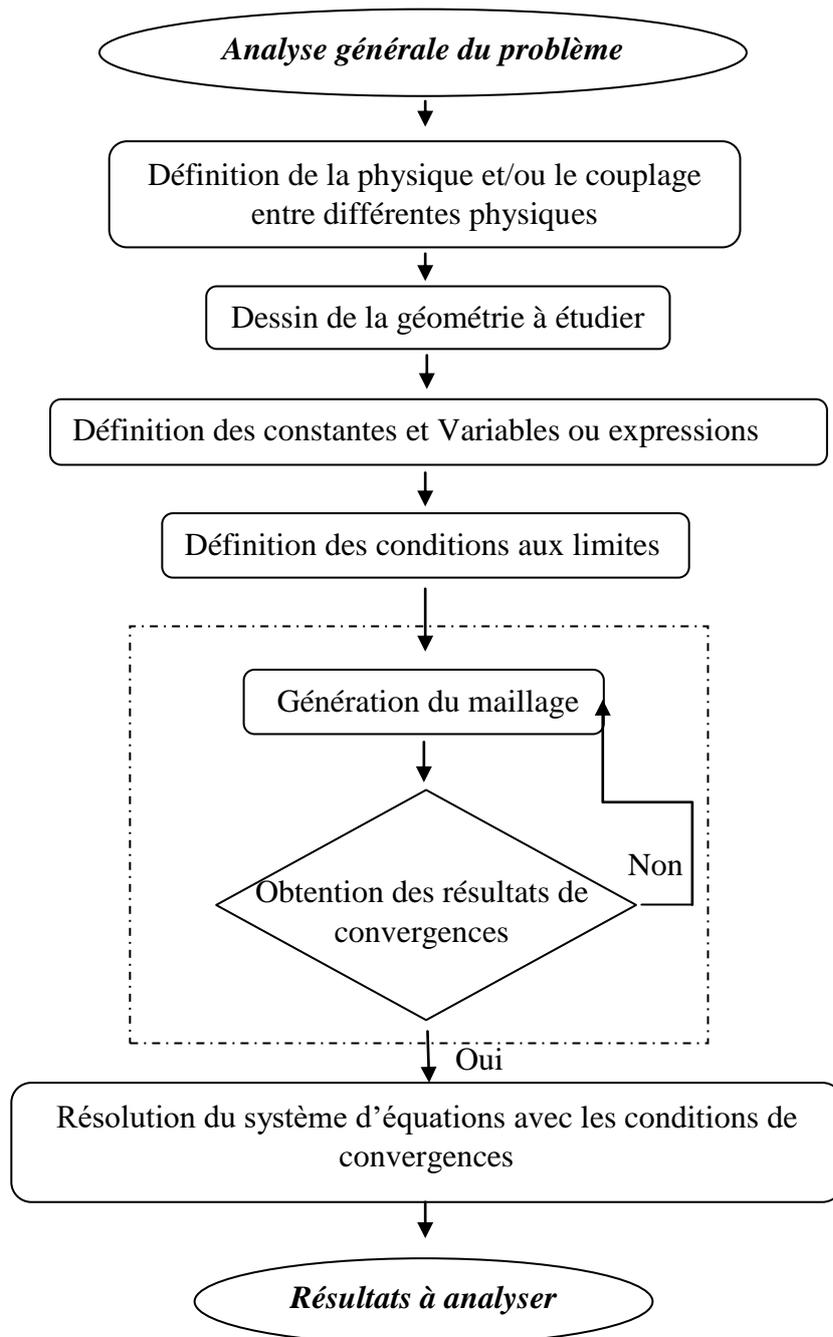


Figure II-5 : Organigramme des étapes de la simulation avec le logiciel COMSOL Multiphysics

II-4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents modèles (cinétique, particulaire, hybride et fluide) qui sont utilisés pour la modélisation des décharges plasma DBD. Nous avons consacré la première partie du chapitre à la présentation des équations régissant la décharge plasma DBD volumique et surfacique en se basant sur le modèle fluide. Dans la deuxième partie, nous avons donné, dans un premier temps, un aperçu général sur les caractéristiques de

l'écoulement des fluides et ses types en décrivant par la suite le modèle hydrodynamique qui résout les équations de Navier-Stokes. Le choix du logiciel de calcul est aussi abordé dans ce chapitre.

Références bibliographiques du chapitre II

- [1] H. Loukil, A. Belasri, K. Khodja, and Z. Harrache, «*Theoretical Kinetics Investigation of Xenon Dielectric Barrier Discharge for Excimer Lamp*», IEEE Transactions on Plasma Science, **42**(3), 2014.
- [2] Z. Fang, S. Ji, J. Pan, T. Shao, and C. Zhang, «*Electrical Model and Experimental Analysis of the Atmospheric-Pressure Homogeneous Dielectric Barrier Discharge in He*» IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (3), 2012.
- [3] D. Lee, J. Park, S.H. Hong, and Y. Kim, «*Numerical Simulation on Mode Transition of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium–Oxygen Mixture*», IEEE Transactions on Plasma Science, **33**(2), 2005.
- [4] X. Song, Z. Tan, and B. Chen, «*Study on the Characteristics of Atmospheric Dielectric Barrier Discharges in He–N₂ Admixture* », IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (12), 2012.
- [5] S.V Avtaeva, «*About Formation of Secondary Current Pulses in Dielectric Barrier Discharges in Xe-Cl₂ Mixtures*», IEEE Transactions on Plasma Science, **42**(1), 2014.
- [6] Y.B Golubovskii¹, V.A Maiorov, J. Behnke and J. F Behnke «*Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure* », J. Phys. D: Appl. Phys, **36**, pp. 39–49, 2003.
- [7] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. Gadri, P. Segur, and C. Mayoux, «*Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier* », J. Appl. Phys, **83**, pp. 2950–2957, 1998.
- [8] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara and Y. Kimura, «*Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source* », J. Phys. D Appl. Phys, **26**, pp.889-892, 1993.
- [9] S. Jodzis, M. Zięba, «*Energy efficiency of an ozone generation process in oxygen. Analysis of a pulsed DBD system* », Elsevier Vacuum, **155**, pp.29–37, 2018.
- [10] Z. Fang, J. Lin, X. Xie, Y. Qiu and E. Kuffel , «*Experimental study on the transition of the discharge modes in air dielectric barrier discharge* », J. Phys. D: Appl. Phys. **42** , 085203 (9pp), 2009.
- [11] A. Fridman, «*Plasma Chemistry*», Cambridge University Press, 2008.
- [12] M. A Lieberman, A. J Lichtenberg, «*Principles of plasma discharges and materials processing* », A JOHN WILEY & SONS, ISBN 0-471-72001-1 ,USA 2005.
- [13] P. Fauchais, «*Gaz ionisés et plasmas*», Techniques de l'Ingénieur, AF 3 560.
- [14] E. W MONTROLL, «*Nonequilibrium Phenomena I :The Boltzmann Equation* », ISBN: 0 444 86519 5, North-Holland Publishing Company—Amsterdam, New York, 1983.

- [15] É. Galtier, « *Étude des plasmas créés par l'interaction laser X – matière* », thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [16] G. Franz, « *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology* », ISBN 978-3-540-85848-5, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009.
- [17] J. E. Harry, « *Introduction to Plasma Technology* », Science, Engineering and Applications, WILEY-VCH Verlag & Co. KGaA, Germany, 2010.
- [18] <http://www.alloprof.qc.ca/BV/pages/c1028.aspx> page consultée le 30 Juin 2018.
- [19] M. J. DRUYESTFYN AND F. M. PENNING, «*The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure*», Reviews of Modern Physics, **12** (2), 1940.
- [20] M. Tosaki, T. Kawano, Y. Isozumi, « *Measurements of electron attachment by oxygen molecule in proportional counter*», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, **315**, pp.72–75, 2013.
- [21] A. Bogaerts, R. Gijbels, « *Numerical modelling of gas discharge plasmas for various applications* », Vacuum, **69**, pp. 37–52, 2003.
- [22] J.P. Boeuf, Th. Callegari, C. Punset, and R. Ganter, « *Modeling as a Tool for Plasma Display Cell Optimization* », Université de P. Sabatier, Workshop Digest of the 18th International Display Research Conference, Asia Display, pp. 209-220, 1998.
- [23] X. Yuan and L. Raja, « *Computational Study of Capacitively Coupled High-Pressure Glow Discharges in Helium* », IEEE Transactions on Plasma Science, **31** (4), pp. 495 – 503, 2003.
- [24] S. Mattei, K. Nishida, M. Onai, J. Lettry, M.Q. Tran, A. Hatayama, « *A fully-implicit Particle-In-Cell Monte Carlo Collision code for the simulation of inductively coupled plasmas* », Journal of Computational Physics, **350**, pp.891-906, 2017.
- [25] C.K Birdsall, « *Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC* », IEEE Transactions on Plasma Science, **19** (2), pp. 65 – 85, 1991.
- [26] Y. Takao, K. Matsuoka, K. Eriguchi and K. Ono, « *PIC-MCC Simulations of Capacitive RF Discharges for Plasma Etching* », 27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, AIP Conf, **1333**, (1), pp. 1051–1056, 2011.
- [27] T. H. Chunga and H. S. Yoon, « *Scaling laws verification for capacitive rf discharge Ar plasma using particle-in-cell simulations* », J. Appl. Phys, **78** (11), pp. 6441-6447, 1995.
- [28] U. Kortshagen and B. G. Heil, « *Kinetic Two-Dimensional Modeling of Inductively Coupled Plasmas Based on a Hybrid Kinetic Approach* », IEEE Transactions on Plasma Science, **27** (5), pp. 1297–1309, 1999.

- [29] E. Neyts, M. Yan, A. Bogaerts, R. Gijbels, « *PIC-MC simulation of an RF capacitively coupled Ar/H₂ discharge* », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **202**, pp.300–304, 2003.
- [30] P. Hartmann, H. Matsuo, Y. Ohtsuka et al , « *Heavy-Particle Hybrid Simulation of a High-Voltage Glow Discharge in Helium* », Jpn. J. Appl. Phys ,**42** (1), pp.3633–3640, 2003.
- [31] T. J Sommerer and M. J Kushner, « *Numerical investigation on the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo-fluid hybrid model* », J. Appl. Phys, **71** (4), 1654 - 1673,1992.
- [32] M. S Benilov and G. V Naidis, « *Modelling of low-current discharges in atmospheric-pressure air taking account of non-equilibrium effects* », J. Phys. D: Appl. Phys, **36** (15), pp. 1834–1841, 2003.
- [33] H.X Li, T. Xu, J.M Chen, H.D Zhou, H.W Liu, « *The effect of applied dc bias voltage on the properties of a-C:H films prepared in a dual dc-RF plasma system* », Applied Surface Science, **227**, pp. 364–372, 2004.
- [34] J. P Trelles, « *Computational study of flow dynamics from a dc arc plasma jet* », J. Phys. D: Appl. Phys, **46**, 255201 (17pp), 2013.
- [35] W. Schmitt, W. E Köhler, and H. Ruder, « *A one-dimensional model of dc glow discharges* », J. Appl. Phys, **71** (12), pp. 5783 – 5791, 1992.
- [36] A. Salabas, G. Gousset and L. L. Alves, « *Two-dimensional fluid modelling of charged particle transport in radio-frequency capacitively coupled discharges* », Plasma Sources Sci. Technol, **11**, pp.448–465, 2002.
- [37] S. Rebiaï, H. Bahouh, S. Sahli, « *2-D Simulation of dual frequency capacitively coupled helium plasma, using COMSOL Multiphysics* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul, **20** (5), pp. 1616-1624, 2013.
- [38] T. Hemke, A. Wollny, M. Gebhardt, R. P Brinkmann and T. Mussenbrock, « *Spatially resolved simulation of a radio-frequency driven micro-atmospheric pressure plasma jet and its effluent* », J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 285206 (7pp), 2011.
- [39] M. Bostan, A. Finot and M. Hauray , « *Le système de Vlasov–Poisson effectif pour les plasmas fortement magnétisés* », C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. I **354**, pp. 771–777,2016.
- [40] A. Revel, « *Modélisation des plasmas magnétisés. Application à l'injection de neutres pour ITER et au magnétron en régime impulsionnel haute puissance* », Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2015.
- [41] R. ABIDAT, S. REBIAI, L. BENTERROUCHE, « *Numerical Simulation of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium gas using COMSOL Multiphysics* », 3d

- International Conference on Systems and Control, ICSC13, October 29 - 31, Algiers, Algeria, IEEE, 2013.
- [42] J. Vallade, R. Bazinette, L. Gaudy and F. Massines, « *Effect of glow DBD modulation on gas and thin film chemical composition case of Ar/SiH₄/NH₃ mixture* », J. Phys. D: Appl. Phys. **47**,224006 (10 pp), 2014.
- [43] R. ABIDAT, S. REBIAI, « *A modeling of atmospheric DBD parameters effect on plasma electrical characteristics* »,The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy, INCRE13, September 22 - 23, Jijel, Algeria, 2013.
- [44] D. Lee, J. M Park, S. H Hong, and Y. Kim, « *Numerical Simulation on Mode Transition of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium–Oxygen Mixture* », IEEE Transactions on Plasma Science, **33** (2), pp. 949 – 957, 2005.
- [45] X. Song, Z. Tan, and B. Chen, « *Study on the Characteristics of Atmospheric Dielectric Barrier Discharges in He–N₂ Admixture* », IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (12), pp. 3471 – 3475, 2012.
- [46] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. S'egur, « *Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges* », Eur. Phys. J. Appl. Phys. **47**(2), 22805 (12 pp) ,2009.
- [47] Y. B Golubovskii¹, V.A Maiorov, J. Behnke and J. F Behnke « *Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure*» J. Phys. D: Appl. Phys, **36**,pp. 39–49,2003.
- [48] A.Y Starikovskii, A. A Nikipelov, M. M Nudnova and D. V. Roupassov, « *SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge*», Plasma Sources Sci. Technol, **18**, 034015 (17pp), 2009.
- [49] L. Yang, H. Yan, X. Qi, S. Zhao, and C. Ren, « *Geometry Effects Of SDBD Actuator on Atmospheric-Pressure Discharge Plasma Airflow Acceleration* », IEEE Transactions on Plasma Science,**42** (10), pp. 3653 – 3661, 2015.
- [50] T.C Corke, M. L Post, D. M Orlov, «*SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications* », Progress in Aerospace Sciences, **43**, pp.193–217, 2007.
- [51] R. E Robson, R. Winkler and F. Sigeneger, « *Multiterm Spherical Tensor Representation of Boltzmann's Equation for a Nonhydrodynamic Weakly Ionized Plasma* » Physical Review E, **65** (5), 056410 (10pp), 2002.
- [52] R. Winkler, J. Wilhelm and V. Schüller, « *Legendre Polynomial Expansion and General Spherical Harmonics Expansion in the Boltzmann Equation of the Lorentz Plasma*» Contributions to Plasma Physics, **10** (1), pp. 51-77, 1970.

- [53] G.J.M Hagelaar and L.C Pitchford, « *Solving the Boltzmann equation to obtain electron Transport coefficients and rate coefficients for fluid models*», PLASMA Sources Science & Technology, **14**(4), pp.722–733, 2005.
- [54] J.L Delcroix et A. Bers, « *Physique des plasmas* », Inter-Edition, CNRS Edition, ISBN 2-7296-0484-7, Paris, 1994.
- [55] G.J.M Hagelaar, « *Modeling of microdischarges for display technology* », Technische Universiteit Eindhoven, 2000.
- [56] J. Padet, « *Fluides en écoulement : méthodes et modèles* », Seconde édition, université de Reims, 1992.
- [57] J. GOSSE, « *Mécanique des fluide*», technique le l'ingénieur, 1995.
- [58] R. Brun, « *Introduction à la dynamique des gaz réactifs* », Cépadués editions, ISBN : 978-2-36493-057-5, 2013.
- [59] R. hamouda, « *Notion de mécanique de fluide* », ouvrage de centre de publication universitaire de Tunis, 2008.
- [60] https://fr.wikipedia.org/wiki/Taux_de_cisaillement page consultée le 30 Juin 2018.
- [61] O. B SAURET, « *Étude expérimentale de l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée* », thèse doctorat, université de Grenoble, 2016.
- [62] J. M Rax, « *Physique des plasmas* », Dunod, ISBN 2-10-007250-1, Paris, 2005.
- [63] J. S Darrozes, C. Francois, « *Mécanique des Fluides Incompressibles* », Springer, 1982.
- [64] J. P Shao, « *Computational fluid dynamics for engineers: from panel to Navier-Stokes methods with computer programs* », Springer, ISBN: 9780976654506, 2005.
- [65] Joel H. Ferziger, Milovan Peric, « *Computational methods for fluid dynamics*», Springer, ISBN: 3-540-42074-6, 2002.
- [66] R.Comolet, « *Mécanique expérimentale des fluides* », Tome II, Dynamique des fluides réels, quatrième édition Masson, pp. 36-37, 1994.
- [67] A. J Davies , « *The finite element method: a first approach* », Editions Clarendon Press, Toronto, pp. 287, 1980.
- [68] Katell Gadonna, « *Torche À Plasma Micro-Onde À La Pression Atmosphérique : Transfert Thermique*», thèse de doctorat, Université Paris Sud – XI, 2012.
- [69] www.comsol.com

Chapitre III

Étude de la décharge plasma à barrière diélectrique volumique

III-1 Introduction.....	84
III-2 Résultats de la modélisation 1D d'une décharge DBD à pression atmosphérique	84
III-2-1 Géométrie étudiée pour la décharge DBD.....	85
III-2-2 Modèle physique et équations de base d'une décharge DBD.....	85
III-2-2-1 Conditions initiales.....	86
III-2-3 Le modèle cinétique pris en considération.....	86
III-2-4 Résultats de la simulation et discussion.....	87
III-2-5 Influence des paramètres du réacteur DBD.....	99
III-2-5-1 Effet de l'épaisseur de l'espace plasma sur les caractéristiques électriques.....	99
III-2-5-2 Effet de la nature et de l'épaisseur de diélectrique.....	101
III-2-5-3 Effet de la fréquence d'excitation.....	102
III-3 Application des DBD pour la production d'ozone.....	106
III-3-1 Description du dispositif expérimental.....	107
III-3-1-1 Présentation de la cellule de décharge.....	107
III-3-1-2 Description de la partie circulation du gaz.....	108
III-3-1-3 Les instruments de mesure.....	109
III-3-1-4 Représentation de la partie optique.....	110
III-3-1-5 Cinétique chimique essentielle pour la production d'ozone.....	112
III-3-2 Résultats des mesures.....	112
III-4 Conclusion.....	119
Références bibliographiques du chapitre III.....	121

III-1 Introduction

Les décharges à barrières diélectriques (DBD) sont des plasmas froids hors équilibre thermodynamique générés généralement à des pressions élevées, ils sont caractérisés par la présence, d'au moins, une couche diélectrique entre les deux électrodes métalliques. Le fonctionnement de ces décharges à la pression atmosphérique est particulièrement intéressant pour un certain nombre d'applications, y compris principalement la génération d'ozone provenant de l'air ou de l'oxygène, le traitement des matériaux, la stérilisation et les actionneurs à plasma pour le contrôle d'écoulement aérodynamique.....etc.

Nous consacrons ce chapitre à la présentation des résultats des travaux effectués sur les décharges plasmas à barrière diélectrique volumique (VDBD). Nous exposerons, dans une première partie les résultats de la simulation unidimensionnelle (1D) de décharges DBD dans le cas de l'hélium pur et de l'argon pur, créées à pression atmosphérique, pour une tension d'alimentation de forme sinusoïdale. La seconde partie du chapitre est quant à elle consacrée au résultat du travail expérimental effectué au sein du Laboratoire Electrohydrodynamique (EHD) et matériaux granulaires cohésifs (MGC), à l'université de Séville en Espagne, sur l'étude de l'effet de la tension et la fréquence du signal appliqué à la DBD ainsi que de la configuration de la DBD, sur la production d'ozone ainsi que sur l'énergie dissipée par les décharges plasmas d'oxygène et de dioxyde de carbone.

III-2 Résultats de la modélisation 1D d'une décharge DBD à pression atmosphérique

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats obtenus par la simulation numérique d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques dans deux gaz rares différents, soit l'hélium et l'argon, à pression atmosphérique. Cette simulation a pour objectif l'étude de l'effet des conditions de la DBD sur les caractéristiques électriques respectives des plasmas générés pour les deux gaz. Le système d'équations régissant le fonctionnement de la décharge ainsi que les conditions aux limites ayant été présentés au chapitre 2, nous compléterons la description du modèle élaboré par la formulation des conditions initiales considérées et en présentant les valeurs des grandeurs introduites. Nous terminerons cette partie par la présentation des résultats de simulation, dans le cas d'un signal de forme sinusoïdale.

III-2-1 Géométrie étudiée pour la décharge DBD

Le modèle géométrique du réacteur plasma à décharge à barrière diélectrique (DBD) considéré dans cette simulation est similaire au réacteur disponible dans notre laboratoire (*LMI*) et utilisé pour l'inactivation de la bactérie « *Escherichia coli* » [1-3]. Il est représenté ci-dessous sur la figure III-1. La décharge DBD est établie entre deux électrodes métalliques parallèles et circulaires en aluminium (Al) de 10 mm d'épaisseur et 100 mm de diamètre. L'électrode inférieure (reliée à la haute tension) est recouverte d'une couche diélectrique (verre) d'une épaisseur de 1,3 mm avec une permittivité de 10, tandis que l'autre électrode est reliée à la masse. Les électrodes sont montées en couplage capacitif. La distance L les séparant peut varier de 0 à 20 mm. Dans cette première simulation, la distance inter-électrodes est prise égale à 4.3 mm, elle comprend le diélectrique (épaisseur de 1.3 mm) et l'espace plasma d'épaisseur d de 3 mm. Les décharges DBD sont excitées par une tension de forme sinusoïdale à pression atmosphérique [4-7].

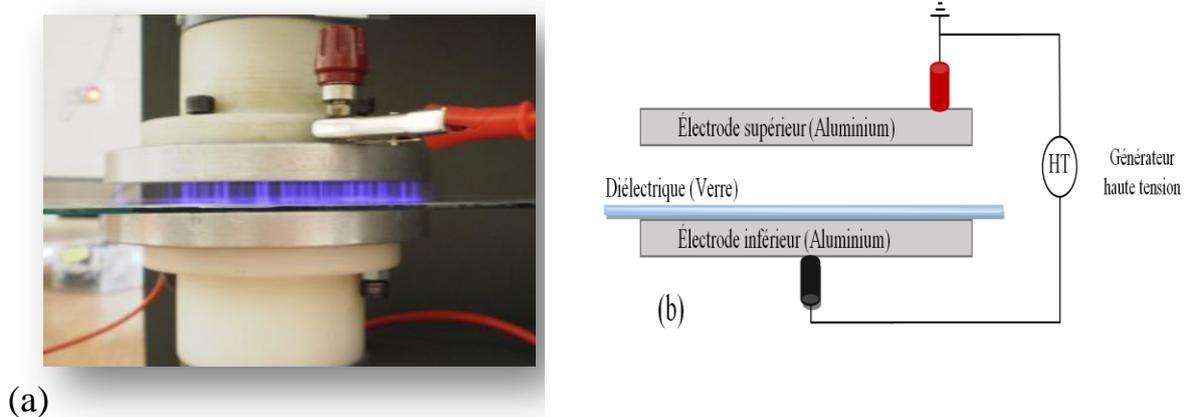


Figure III-1 : Photographie (a) et schéma(b), du réacteur DBD.

III-2-2 Modèle physique et équations de base d'une décharge DBD

Comme nous l'avons développé dans le chapitre 2, les modèles élaborés dans le cadre de notre étude, sont de type fluide [8-10], auto-cohérents et basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson [11-15]. L'adaptation du modèle de simulation, élaboré sous COMSOL Multiphysics, à la structure étudiée se fait à travers l'introduction des conditions aux limites et les conditions initiales qui lui sont inhérentes, et comme nous avons déjà présenté les conditions aux limites dans le deuxième chapitre, les conditions initiales seront données dans ce paragraphe. Le modèle développé pour la décharge à

barrière diélectrique volumique est unidimensionnel. Il est résolu par la méthode des éléments finis.

III-2-2-1 Conditions initiales

Nous avons considéré, pour l'instant $t=0$, les conditions initiales suivantes :

- Une densité initial d'électrons $n_{e,0}$ qui représente un petit nombre d'électrons germes, supposés être présents dans l'espace inter électrode, égale à : $n_{e,0}=10^6$ ($1/m^3$).
- Un potentiel nul : $V=0$ (V)
- Une énergie électronique initiale $\bar{\varepsilon}_0 = 5$ (V)
- Pour cette première simulation nous avons considéré un signal avec une amplitude V_0 de 1kV (2kV crête à crête) et une fréquence f de 50kHz.

III-2-3 Le modèle cinétique pris en considération

Pour modéliser une décharge, plasma la connaissance des paramètres de transport du gaz plasmagène est nécessaire. L'ensemble des réactions chimiques considérées dans cette simulation englobe des réactions élastiques, des excitations, des réactions super-élastiques, des ionisations directes ou par étapes, des ionisations de type « penning » et des « quenching » de métastables. Pour les plasmas d'argon et d'hélium, les différentes réactions sont résumées dans les tableaux III-1 et III-2 suivants [16-19].

Table III- 1 : Processus de collisions prises en considération dans la simulation du plasma d'hélium

Réaction	Formules	Type	$\Delta\varepsilon$ (eV)
1	$e+He \Rightarrow e+He$	Elastique	0
2	$e+He \Rightarrow e+Hes$	Excitation	19.5
3	$e+Hes \Rightarrow e+He^+$	Ionisation	24.5
4	$Hes +Hes \Rightarrow e+ He +He^+$	Ionisation penning	-
5	$Hes +He \Rightarrow He +He$	Quenching des métastables	-

Les données de la section efficace des collisions électron-hélium et électron-argon nécessaires pour réaliser la simulation sont obtenues à partir du code BOLSIG [20].

Table III-2 : Processus de collisions prises en considération dans la simulation du plasma d'argon

Réaction	Formules	Type	$\Delta \varepsilon$ (eV)
1	$e+Ar \Rightarrow e+Ar$	Elastique	0
2	$e+Ar \Rightarrow e+Ar_s$	Excitation	11.5
3	$e+Ar_s \Rightarrow e+Ar^+$	Ionisation	-11.5
4	$e+Ar \Rightarrow 2e+Ar^+$	Ionisation directe	15.8
5	$e+Ar_s \Rightarrow 2e+Ar^+$	Ionisation step wise	4.42
6	$Ar_s + Ar_s \Rightarrow e + Ar + Ar^+$	Ionisation penning	-
7	$Ar_s + Ar \Rightarrow Ar + Ar$	Quenching des métastables	-

III-2-4 Résultats de la simulation et discussion

Les caractéristiques spatio-temporelles de la DBD dans des plasmas d'argon et d'hélium ont été étudiées numériquement à pression atmosphérique, avec une température de gaz de 400 K, un coefficient d'émission d'électrons secondaires de 0,01. L'amplitude et la fréquence de la tension appliquée sont fixées, dans un premier temps, à 1kV et 50 kHz, respectivement. Un espace plasma de 3 mm est choisi, pour cette première étude comparative des caractéristiques issues des DBD créées pour les deux gaz.

Les figures III-2 et III-3 présentent les résultats de la simulation des DBD en termes d'évolution temporelle des caractéristiques électriques: tension dans le gaz $V_g(t)$, tension mémoire $V_m(t)$ qui représente la différence ($V_a(t) - V_g(t)$), courant de décharge $I_d(t)$ et distribution de la densité électronique durant deux périodes du signal appliqué.

D'après la figure III-2, nous remarquons que, pour les deux gaz, les profils de courant et de la tension de gaz présentent un seul pic par demi-période de la tension appliquée, ce qui signifie que la décharge plasma se produit deux fois dans chaque période. Nous remarquons aussi que le courant est reproductible d'une décharge à l'autre.

A partir de ces figures, la comparaison des formes du signal de courant de décharge obtenues pour ces DBD indique que l'amplitude du pic de courant de la décharge dans l'hélium est plus élevée (environ 0,3 A) que celle de la décharge dans l'argon (environ 0,1 A). Nous pouvons également voir que les caractéristiques actuelles présentent une durée de décharge plus courte pour l'hélium (environ 1,2 μs et 1,6 μs pour l'argon). De plus, dans la forme de signale du

courant de décharge pour l'argon, on peut constater, après le grand pic, une petite augmentation de courant correspondant à un pic de courant résiduel.

Ainsi, d'après l'allure des courants de décharge de la figure III-2, nous pouvons conclure que pour les conditions de décharge considérées à pression atmosphérique, les plasmas créés dans les deux gaz sont en régime homogène. En effet, ce régime est caractérisé par un seul pic de courant par demi-alternance ainsi qu'une durée d'impulsion supérieure à la nanoseconde obtenue pour un mode filamentaire.

Plusieurs travaux numériques et expérimentaux sur les décharges homogènes à barrières diélectriques, dans l'hélium et l'argon ou dans d'autres gaz avec différentes conditions de travail [4,21-27] ont observé le même régime.

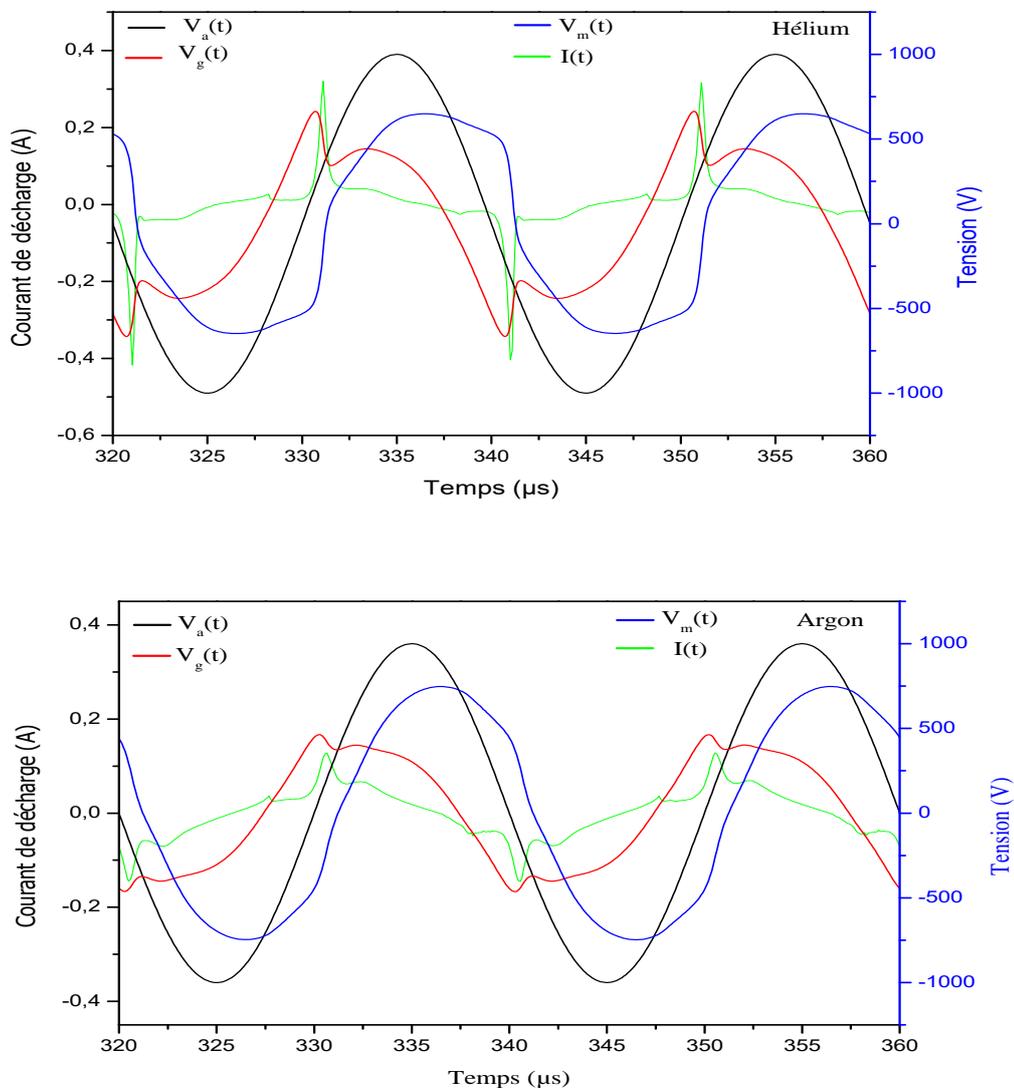


Figure III-2 Évolution temporelle du courant de décharge, de la tension de gaz et la tension mémoire pendant deux cycles de tension appliquée dans: (a) l'hélium et (b) l'argon, pour $V_{rf} = 1kV$, $f = 50 kHz$ et un espace plasma de 3 mm.

Il est clairement observé, dans cette figure qu'au début de chaque alternance de la tension appliquée, la tension du gaz $V_g(t)$ et la tension mémoire $V_m(t)$ ne sont pas nulles et elles évoluent avec un certain déphasage. La tension $V_m(t)$ est due à la charge accumulée sur le diélectrique du fait de la décharge précédente. En outre, nous remarquons aussi que l'évolution de la tension de gaz suit la variation du courant de décharge. Les caractéristiques de la tension de gaz présentent une chute rapide au même instant où le pic de courant apparaît et augmente de nouveau après l'impulsion de courant. De même, lors de cette augmentation de la tension $V_g(t)$, la tension mémoire $V_m(t)$ diminue. Cette évolution nous informe sur l'amplitude de la tension de claquage qui est d'environ 660 V pour l'hélium et de 460 V pour l'argon.

Ce mécanisme va se succéder pour tous les cycles qui suivent et cela signifie *l'effet mémoire* qui caractérise la décharge DBD. Cet effet assure la stabilité de la décharge et empêche la transition vers le régime filamentaire et le plasma reste homogène pour toute la durée de la décharge.

L'évolution des densités électroniques calculées au sein de la région neutre du plasma de chaque décharge est illustrée sur les figures III-3 et III-4 en fonction des caractéristiques de courant de décharge.

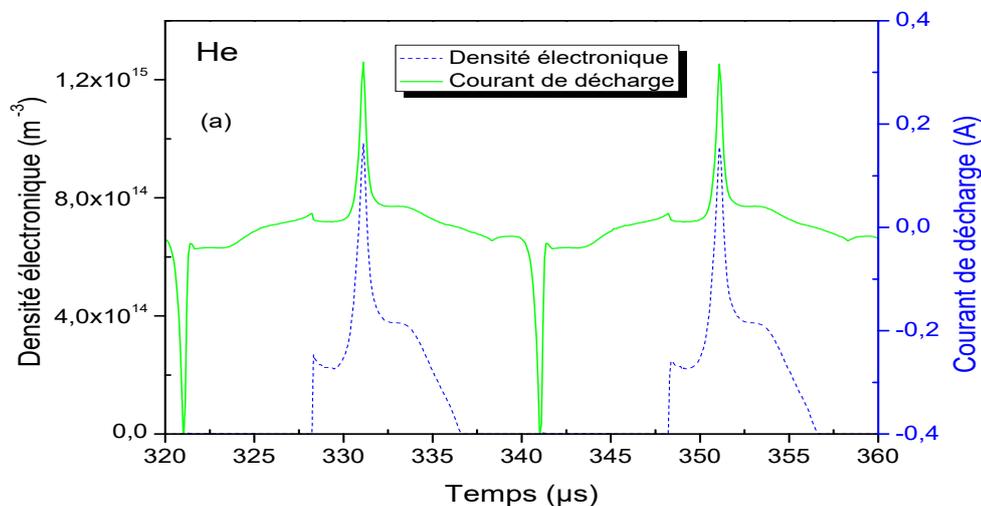


Figure III-3 Evolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_{rf} = 1\text{kV}$, $f = 50\text{kHz}$ et un espace gaz de 3 mm d'épaisseur.

Ces figures confirment la présence d'un pic plus élevé dans les caractéristiques de la DBD de l'hélium par la valeur élevée de la densité électronique lors de la décharge. Le pic apparaît pour une valeur de la densité électronique d'environ 10^{15} m^{-3} dans l'hélium et de $5 \times 10^{14}\text{ m}^{-3}$ dans l'argon.

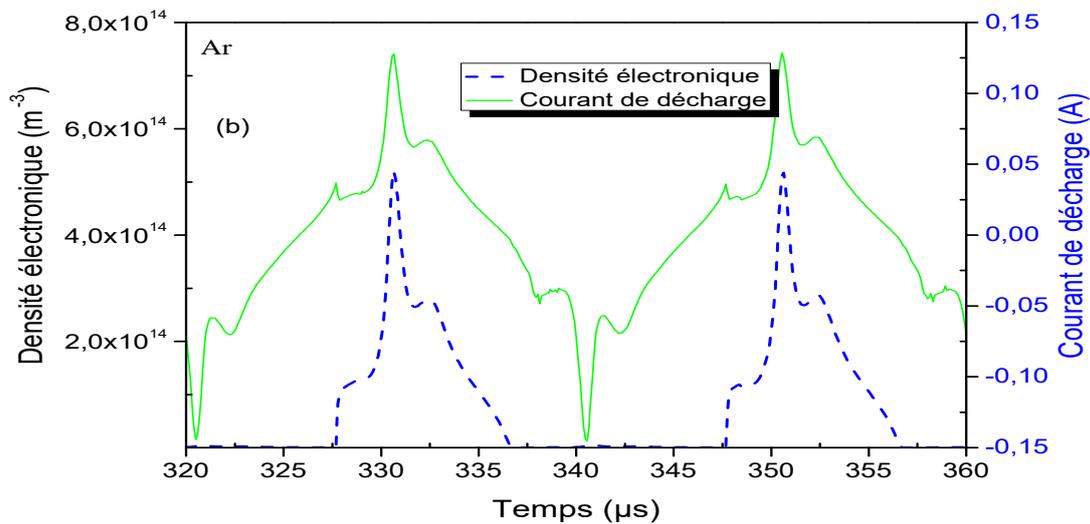


Figure III-4 Evolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_{rf} = 1\text{kV}$, $f = 50\text{kHz}$ et un espace gaz de 3 mm d'épaisseur.

La petite augmentation observée dans le courant $I_d(t)$ (figure III-2) pour l'argon correspond à une densité électronique d'environ $2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, indiquant que ce nombre d'électrons est suffisant pour maintenir un processus homogène de la décharge.

Les figures III-5 et III-7 illustrent l'évolution spatiale de la densité électronique de l'hélium et l'argon, respectivement à différents instants de l'intervalle correspondant aux pics de courant de décharge présenté sur la figure III-2.

Sur la figure III-5, nous avons illustré, en plus de la distribution spatiale de la densité électronique du plasma d'hélium, l'emplacement exact des instants considérés sur le pic de courant. Dans cette simulation, la cathode (0V) est située à droite ($x=3 \text{ mm}$) et le diélectrique à gauche ($x=0$).

La figure III-5 montre clairement qu'au point 1 ($t = 330.57 \mu\text{s}$) la densité d'électrons maximale est située près de l'anode avec une valeur de $4,5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, ce qui est typique d'un régime de Townsend [28]. La densité électronique commence à augmenter au voisinage de la cathode.

A partir du point 2 ($t = 330.75 \mu\text{s}$) du courant de décharge, la densité électronique près de la cathode est déjà supérieure à la valeur proche de l'anode avec une valeur de $9 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

Par la suite ($t = 330.93\text{-}331.2 \mu\text{s}$), la densité électronique près de la cathode continue à augmenter jusqu'à une valeur maximale de $2.7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, tandis que la densité près de l'anode reste la même, de sorte que la structure à décharge lumineuse soit formée.

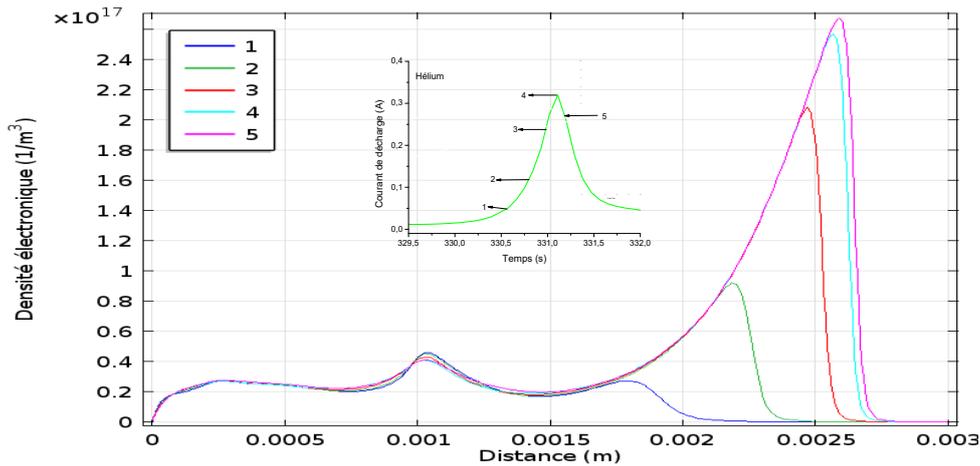


Figure III-5 Evolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_{rf}=1kV$, $f=50kHz$ et un espace plasma de 3 mm d'épaisseur, à différents instants.

D'après ce résultat, nous remarquons que la valeur maximale de la densité électronique n'est pas atteinte au même temps que le maximum du pic de courant, mais qu'elle continue d'augmenter juste après. Le même comportement a été observé par T.Martens et al (figure III-6) [29], en simulant un plasma d'hélium avec l'ajout de 300 ppm d'impureté de N_2 et par l'application d'une tension sinusoïdale d'une amplitude de 1.5 kV et une fréquence d'excitation de 35 kHz avec une distance inter électrodes de 5mm. Il a expliqué le phénomène par une décharge qui s'éteint automatiquement en chargeant la barrière diélectrique, de sorte que les particules chargées soient redistribuées et que les charges négatives et positives se compensent entre elles.

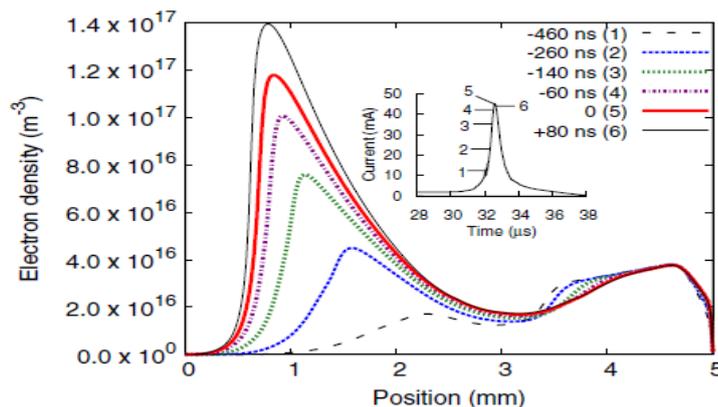


Figure III-6 Distributions de densité électronique calculées pour différents instants par rapport au maximum du courant de décharge [29].

D'après la figure III-7, qui illustre l'évolution de la densité électronique pour le plasma d'argon, nous remarquons un comportement différent de celui obtenu pour la décharge d'hélium. Pour

le point 1 ($t = 329.76\mu\text{s}$), la densité d'électrons maximale se situe auprès de l'anode avec une valeur de $9 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ avec une valeur nulle près de la cathode. Pour les instants $t = 330.13\mu\text{s}$ jusqu'à $t = 330,84 \mu\text{s}$, le maximum de la densité se situe au centre de l'espace inter électrode (1.5 mm) avec une valeur de $2.10 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ constante. En revanche, la densité électronique continue à augmenter jusqu'à arriver à une valeur de $1.19 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ à côté de l'anode est ceci est expliqué par le fait que le régime de Townsend est plus important que dans une décharge d'hélium, de même du côté de la cathode, la densité augmente est cette augmentation est due au petit pic présent sur la caractéristique (figure III-2 argon).

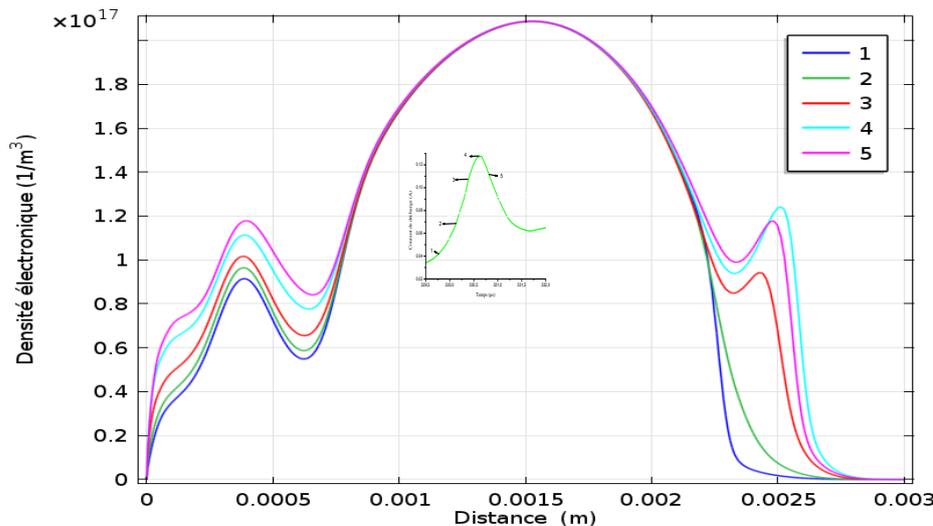


Figure III-7 Evolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_{rf} = 1\text{kV}$, $f = 50\text{kHz}$ et un espace plasma de 3 mm pour différents instants.

Après avoir présenté la distribution spatiale et temporelle de la densité électrique dans la décharge DBD, nous étudions dans ce qui suit les variations spatio-temporelles des caractéristiques du plasma dans l'espace inter-électrodes, soit le potentiel et le champ électrique.

Le résultat de la simulation de la variation du potentiel électrique en fonction de la distance inter-électrodes est présenté sur les figures III-8 et III-9, pour les deux gaz.

La figure III-8 (a) montre le profil du potentiel à différents instants d'une période (0, $T/4$, $T/2$, $3T/2$ et T), dans le cas d'un plasma d'hélium. D'après cette figure, nous remarquons que le potentiel dans le centre de la décharge plasma est constant, il est de l'ordre de 600 V. Cette valeur correspond à la colonne positive ou bien la région quasi neutre. Cependant, au voisinage des électrodes, nous observons une chute de tension jusqu'à la valeur nulle du côté de l'électrode reliée à la masse et jusqu'à des valeurs correspondant à celle de la tension appliquée pour la seconde électrode. Les zones à potentiel variable correspondent aux régions de gaines.

Les résultats obtenus pour la décharge sous argon sont identiques avec un potentiel plasma de l'ordre de 450V.

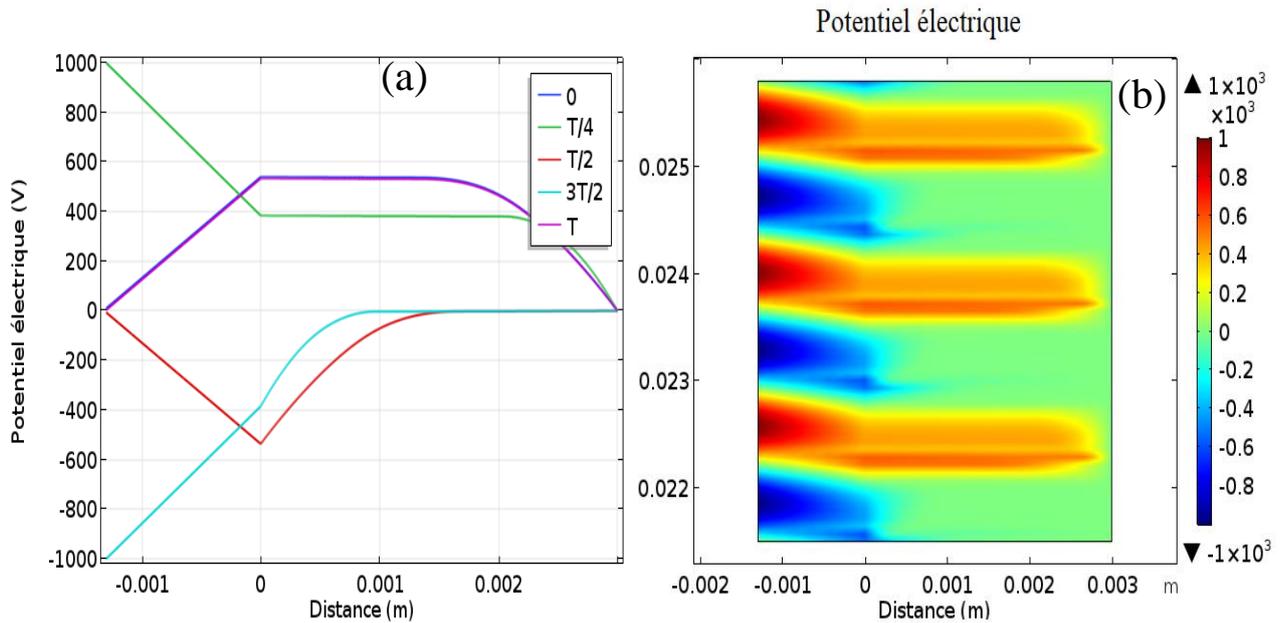


Figure III-8 Variation spatiotemporelle du potentiel électrique dans une DBD créée dans de l'hélium (a) Durant une période et (b) durant trois périodes

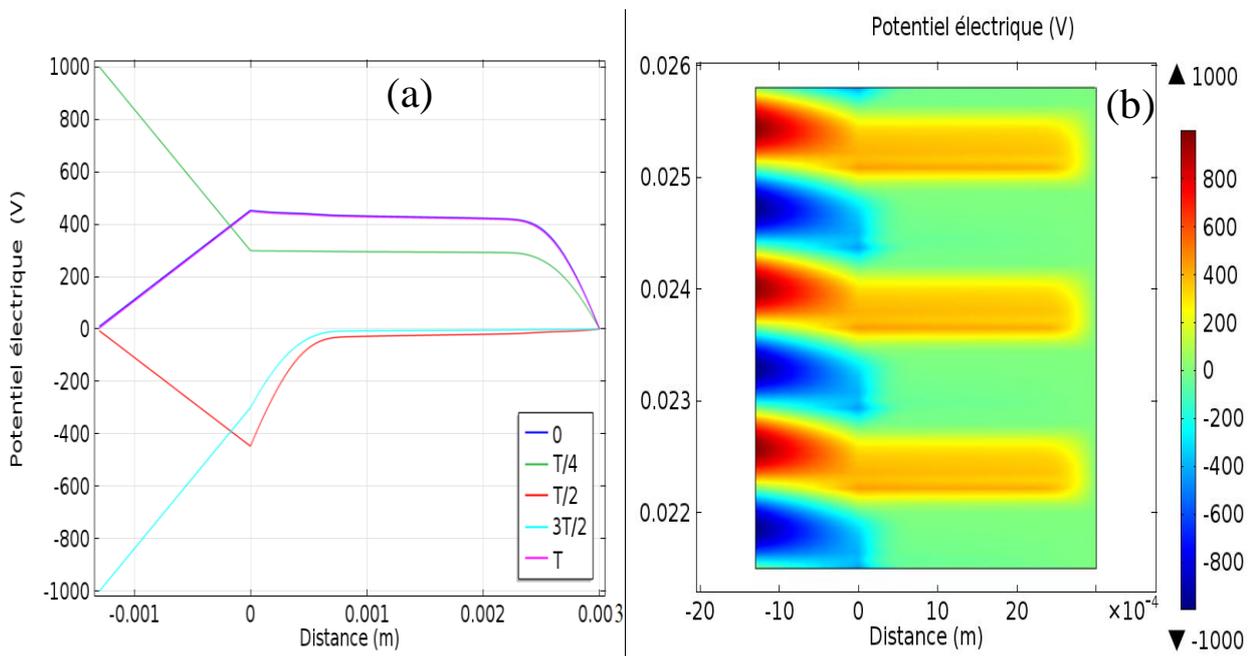


Figure III-9 Variation spatiotemporelle du potentiel électrique dans une DBD créée dans de l'argon (a) Durant une période et (b) durant trois périodes

Sur les figures III-10 et III-11 suivantes, nous avons représenté le résultat de la simulation du profil du champ électrique, pour la même période, dans le cas des deux gaz respectivement. Dans le centre de la décharge plasma (colonne positive) nous remarquons que le champ électrique est presque nul et cela est dû à la neutralité électrique dans la zone plasma, par contre dans les

gaines on observe que le champ électrique est intense pour une valeur maximale d'environ 1.4×10^6 V/m pour l'argon et 2×10^6 V/m pour l'hélium. Nous remarquons aussi que le champ électrique est constant dans le diélectrique.

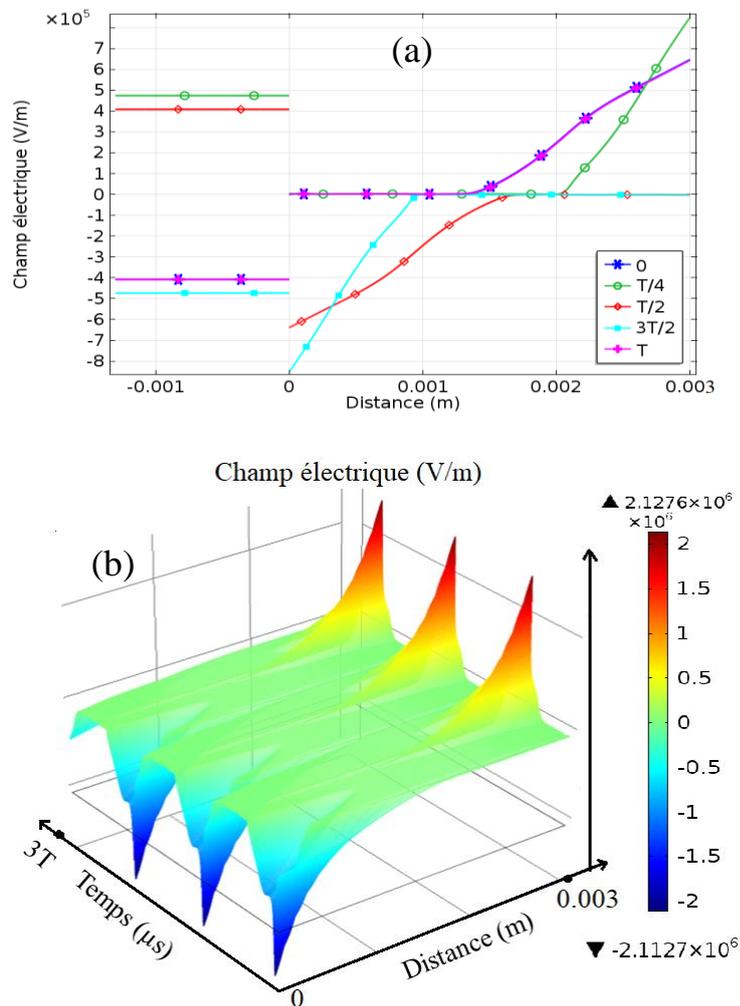


Figure III- 10 Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'hélium

Par définition, le champ électrique est le gradient du potentiel ($E = -\nabla V$), d'où sa variation sinusoïdale au niveau des électrodes, comme le montrent les figures III-10 (b) et III-11 (b).

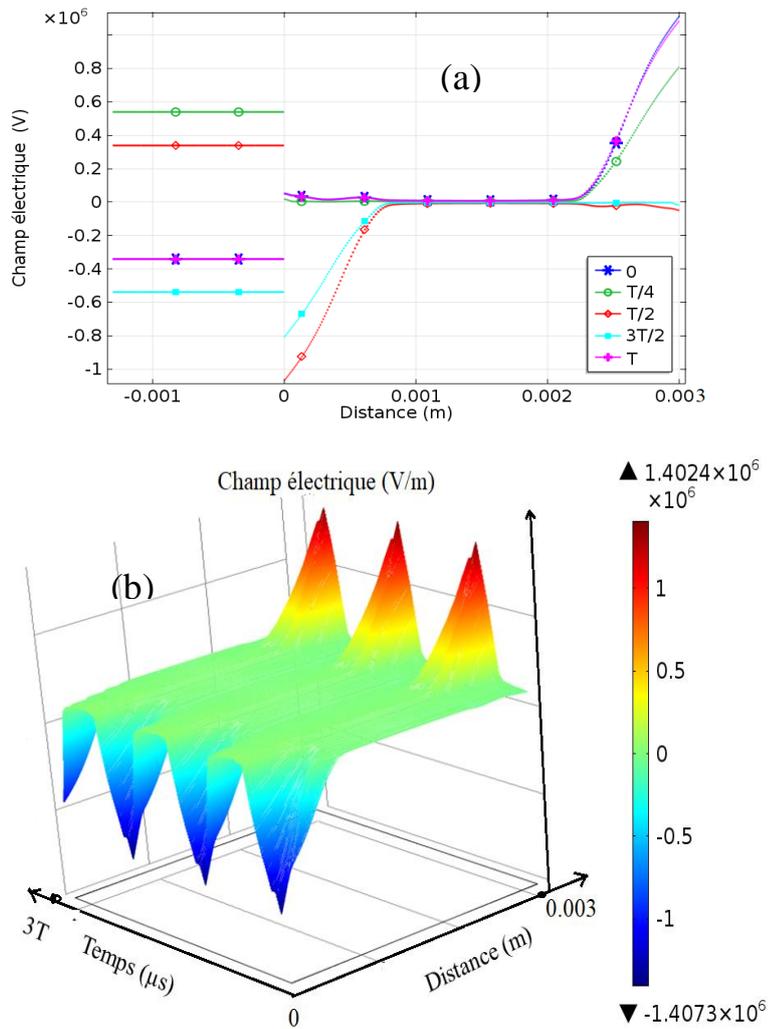


Figure III- 11 Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'argon

Les caractéristiques électriques obtenues pour l'argon et l'hélium durant une demi-période ont permis de caractériser le type de décharge. Il existe aussi une autre façon qui nous permet d'identifier le régime de décharge par l'étude de l'évolution de la tension des gaz et l'analyse de sa variation en fonction du courant de décharge (caractéristique I-V).

La représentation graphique de cette caractéristique est illustrée sur les figures III-12 (a) et (b), pour l'alternance positive de la tension appliquée, pour l'hélium et l'argon, respectivement. Il est clair que les courbes I-V obtenues présentent un seul cercle (ring) qui correspond à un seul pic de courant par demi-période.

Dans le cas d'une DBD d'hélium ; la figure III-12 (a) montre que la tension du gaz augmente significativement (de 0 V jusqu'au point A) avec une très faible augmentation du courant de décharge. Tandis que la tension de gaz continue à augmenter, le courant de décharge a subit une faible augmentation jusqu'au point B.

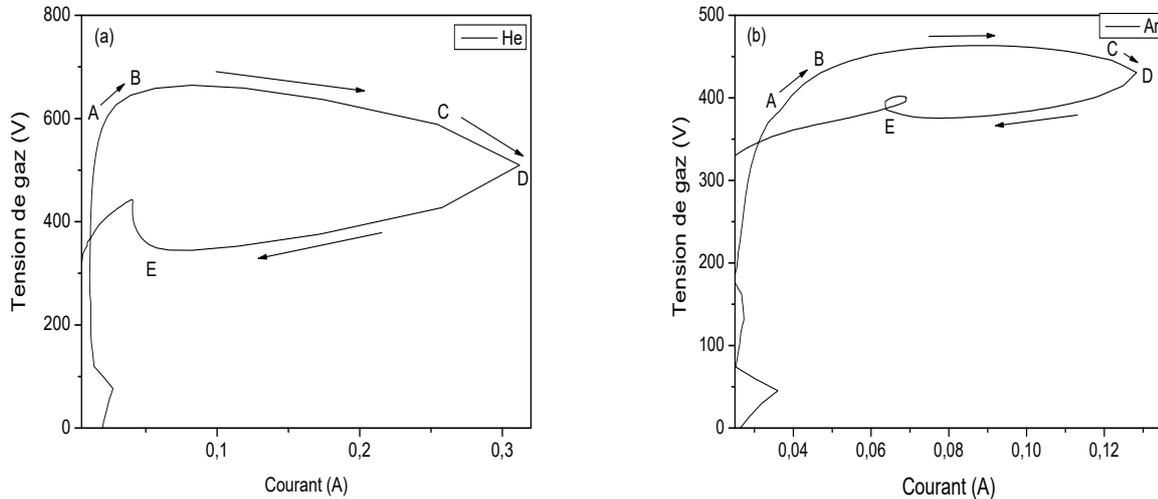


Figure III-12 Caractéristiques tension-courant (V-I), à pression atmosphérique pour les DBD :
(a) d'hélium et (b) d'argon

Dans la partie A-B, nous avons une décharge non auto-entretenu, le courant est dû à la source externe. Du point B au point C, la tension du gaz (tension de claquage) se stabilise, après elle commence à diminuer alors que le courant continue d'augmenter. Cela signifie que nous avons un régime de Townsend selon la figure I-9 (cf. chapitre 1). Au-delà du point C, nous remarquons une chute de tension du gaz V_g . Cette diminution est de plus de 15% jusqu'au point D où le courant atteint sa valeur maximale. L'évolution de la tension de gaz du point C vers le point D correspond à une décharge lumineuse subnormale. Du point D au point E, le courant de décharge diminue et il ne redescend jamais à sa valeur initiale. Ainsi, les résultats obtenus pour une DBD à pression atmosphérique sont très proches de ceux qui caractérisent une décharge lumineuse basse pression [24,30].

D'un autre côté, l'évolution de la caractéristique I (V), illustrée sur la figure III-12 (b) pour l'argon, montre quelques différences. Effectivement, après le claquage au point B, le régime de Townsend de la phase B-C est plus important que celui de l'hélium et le régime lumineux subnormal est présent dans la phase C-D qui présente une diminution de la tension de gaz seulement à 4%, où le courant atteint son maximum au point D. De plus, nous remarquons la présence d'un petit cercle à un courant de 0,07A. Ce dernier correspondant au second pic de courant observé sur la figure III-2 (b).

Le modèle proposé dans cette étude est élaboré de telle sorte qu'on puisse également calculer l'évolution de la quantité de charge électrique en fonction de la tension appliquée. Cette caractéristique est connue sous le nom de « courbe de Lissajous » ou « figure de Lissajous ». A travers cette caractéristique, on peut obtenir des informations importantes concernant les paramètres de la décharge DBD (telles que : la quantité de charge transférées par le plasma ainsi que le calcul de la densité d'énergie dissipée). En générale, les figures de Lissajous prennent la forme d'un parallélogramme.

Les courbes de Lissajous simulées pour une décharge DBD homogène dans le cas de plasmas d'argon et d'hélium sont illustrées sur la figure III-13. Ces courbes présentent des étapes claires correspondant à la caractéristique de courant durant une période (alternances positive et négative). Les étapes (a-b) et (c-d) montrent l'existence d'un pic de courant qui se développe jusqu'à l'arrivée à la valeur maximale de la tension. Ceci correspond à la création du plasma (plasma on). Tandis que dans les étapes (b-c) et (a-d), la valeur de la tension diminue et le plasma s'éteint, il n'y a pas de décharge dans cette partie jusqu'à l'arrivée de l'alternance suivante.

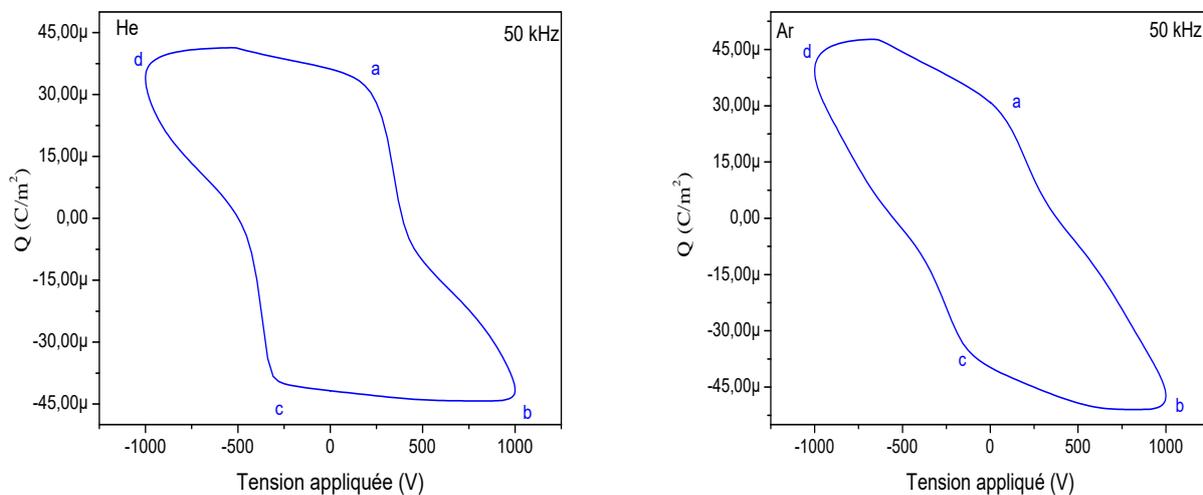


Figure III-13 Figures de Lissajous pour une tension appliquée de 1kV, une fréquence de 50 kHz et une épaisseur de l'espace plasma de 3 mm pour les DBD d'argon et d'hélium.

L'énergie dissipée par une DBD durant un cycle de la tension appliquée a été calculée en utilisant l'aire du parallélogramme de Lissajous ; comme nous l'avons déjà évoqué dans le premier chapitre ; cette surface correspond à l'intégrale de la relation (I-22). A partir de cette dernière on peut déduire la puissance dissipée [31-32] :

$$P = \frac{A_{Lissajous}}{N} \cdot f = E * f \quad (\text{III-1})$$

Où $A_{Lissajous}$ correspond à la surface du parallélogramme, N désigne le nombre de périodes de la tension appliquée, E est l'énergie dissipée et f la fréquence d'excitation.

Pour calculer cette énergie à partir des courbes simulées ($Q-V$), nous avons utilisé la méthode du *Trapez* pour l'intégration. Les résultats obtenus par cette méthode sont comparés avec les résultats obtenus par l'utilisation de l'outil *OriginPro 8*.

La puissance consommée par la décharge en fonction du temps est présentée sur la figure III-14. Cette puissance a été calculée comme le produit de V_g (tension de gaz) et I_d (courant de décharge). Selon cette figure, on peut noter, d'après ces courbes, que cette puissance est plus importante dans le cas d'une DBD sous hélium que dans le cas du plasma d'argon. En effet les valeurs maximales atteignent les 250 VA pour les décharges en hélium alors qu'elles ne dépassent pas les 70 VA pour les décharges en argon.

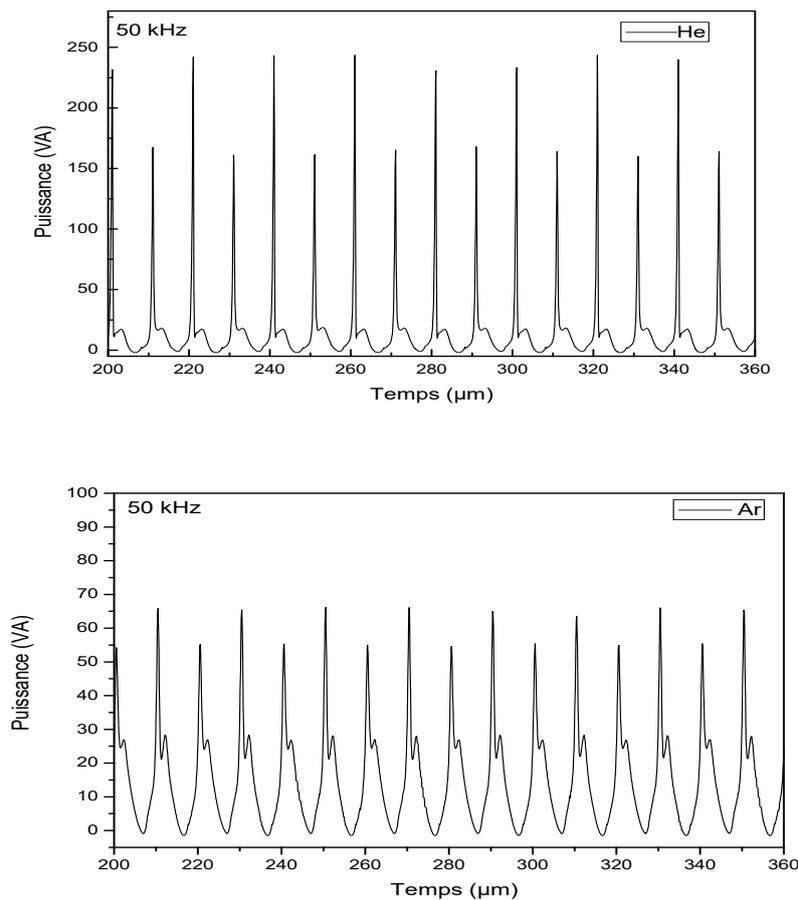


Figure III-14 Évolution de la puissance pour une DBD d'hélium et d'argon pour une tension appliquée de 1kV, une fréquence de 50 kHz et une distance gaz de 3 mm.

III-2-5 Influence des paramètres du réacteur DBD

Le but de la simulation présentée dans cette partie est l'étude de l'influence des différents paramètres du réacteur DBD, tel que la distance inter-électrodes, l'épaisseur et la nature de la couche diélectrique ainsi que la fréquence de la tension externe sur le mode et les caractéristiques électriques de la décharge.

III-2-5-1 Effet de l'épaisseur de l'espace plasma sur les caractéristiques électriques

L'effet de l'épaisseur de l'espace plasma sur les caractéristiques électriques de la décharge DBD pour des plasmas d'argon et d'hélium est représenté, pour une distance variable entre 2 à 5 mm, sur les figures III-15 et III-16, en termes de variation du courant de décharge I_d et la tension du gaz V_g , durant deux cycles de la tension appliquée.

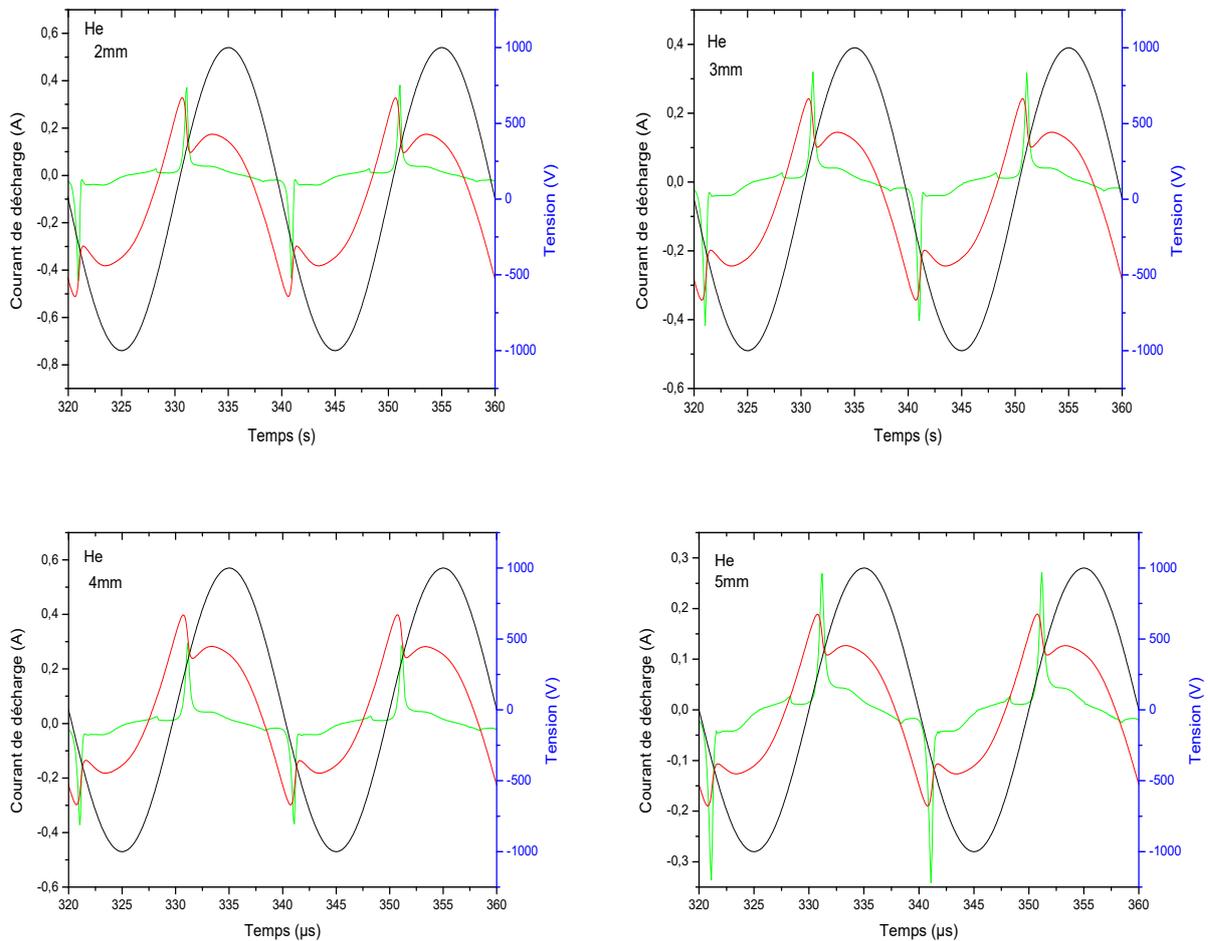


Figure III-15 Évolution temporelle du courant de décharge et de la tension du gaz pour différentes valeurs de distance $L = 2\text{mm}; 3\text{mm}; 4\text{mm}$ et 5mm pour un plasma d'hélium et pour $V_{rf} = 1\text{kV}$, $f = 50\text{kHz}$

D'après ces résultats nous constatons que, lorsque la distance d augmente de 2 à 5 mm, l'intensité des pics de courant diminue légèrement (de 0,36 à 0,26 A pour l'hélium et de 0,13 à 0,10 A pour l'argon) tandis que l'amplitude de la tension du gaz augmente avec des faibles valeurs, variant de 668 à 674 V pour l'hélium et de 453 à 485V pour l'argon. De plus, cette variation de la distance entraîne une faible augmentation dans la largeur du pic de courant. Il est remarquable que le signal du courant reste reproductible d'une période à l'autre pour les deux gaz, confirmant la présence de décharges luminescentes successives. Ainsi, pour les épaisseurs de gaz considérées et avec les conditions de décharges utilisées, le régime de décharge est toujours homogène.

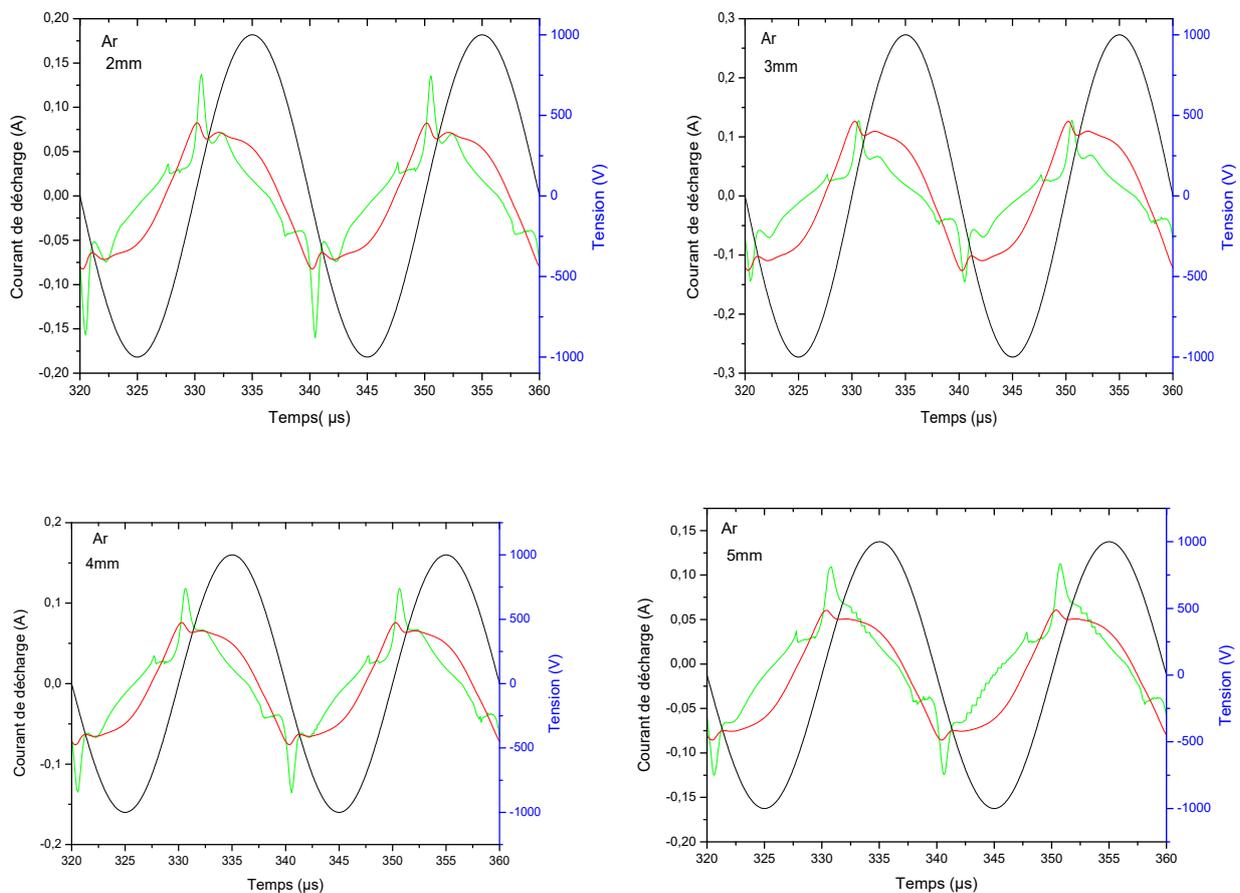


Figure III-16 Évolution temporelle du courant de décharge et de la tension du gaz pour un espace d de 2mm; 3mm; 4mm et 5mm, pour un plasma d'argon pour $V_{rf} = 1kV$, $f = 50 kHz$

L'effet de la valeur de l'espace plasma sur la densité d'énergie dissipée, calculée à partir de l'équation (II-22), est représenté sur la figure III-17. Les résultats indiquent que pour les deux gaz, l'énergie dissipée augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la zone plasma et les valeurs de cette énergie sont du même ordre de grandeur pour l'hélium et l'argon. Ce résultat est

en accord avec l'augmentation de la puissance consommée par le plasma (calculée à partir du produit de l'énergie calculée et la fréquence d'excitation selon la relation (III-1)) avec le volume de la décharge.

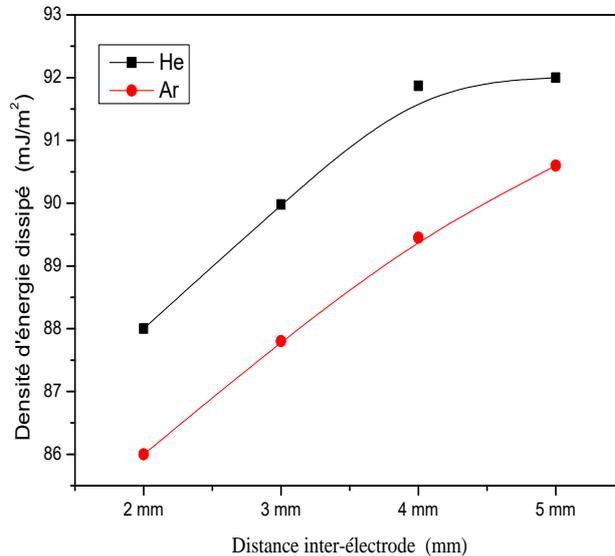


Figure III-17 La densité d'énergie dissipée pour une tension $V_{rf}=1$ kV, $f=50$ kHz et une distance d de 2 à 5 mm

III-2-5-2 Effet de la nature et de l'épaisseur du diélectrique

Le but de cette simulation est d'étudier l'influence de la nature du matériau diélectrique utilisé (à travers la valeur de sa permittivité) ainsi que son épaisseur sur les caractéristiques électriques de la décharge plasma DBD d'argon et d'hélium.

Dans cette section, nous avons considéré un espace plasma fixe de 3 mm d'épaisseur, une tension de 1 kV et une fréquence d'excitation 50 kHz. Nous avons pris en considération les différents diélectriques généralement utilisés dans les dispositifs à DBD tel que le plexiglas (2.8), le quartz (4.2), le PVC(5), le verre(7) et l'alumine (9) [33].

Les figures III-18 et III-19 présentent la variation de la puissance de décharge en fonction de l'épaisseur (0.5-1-1.5 et 2 mm) et de la nature du diélectrique, pour l'hélium et l'argon. Nous pouvons remarquer, d'après les courbes obtenues, que la puissance dissipée diminue lorsque l'épaisseur du diélectrique augmente, et ce pour les différents diélectriques considérés. Ce comportement a été observé dans la littérature [34]. Nous avons constaté aussi que sous les mêmes conditions de la tension appliquée et la fréquence d'excitation mais pour différentes valeurs de l'épaisseur diélectrique, un réacteur DBD avec un isolant en plexiglas consomme

moins de puissance que celui avec du quartz, du PVC, du verre ou de l'oxyde d'aluminium. Le même comportement est remarqué pour la DBD dans un plasma d'argon.

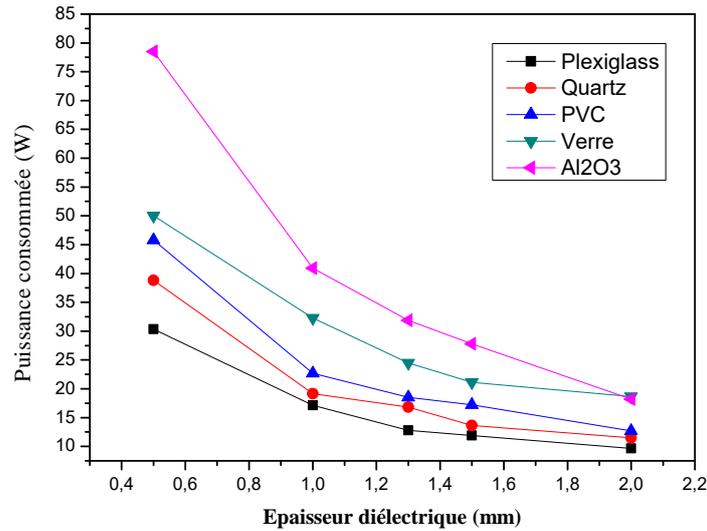


Figure III-18 Variation de la puissance en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour l'hélium

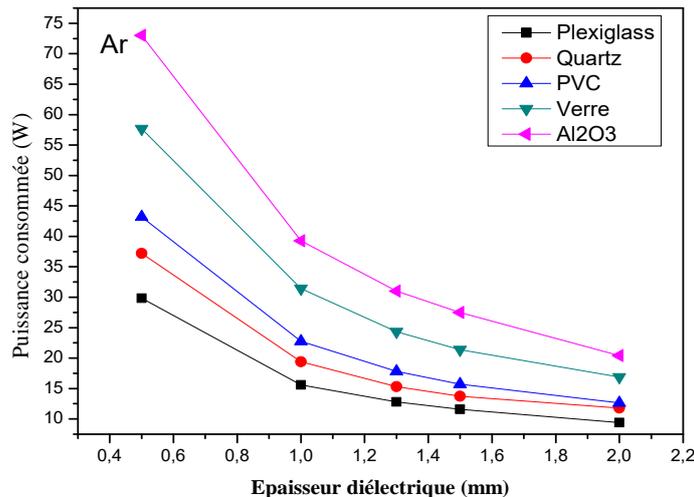


Figure III-19 Variation de la puissance en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour l'argon

III-2-5-3 Effet de la fréquence d'excitation

Dans cette section, nous présentons une simulation de l'influence de la fréquence d'excitation sur le comportement dynamique des caractéristiques électriques des décharges DBD d'hélium et d'argon. Les caractéristiques électriques $I_d(t)$ et $V_g(t)$ sont calculées pour des valeurs de fréquences appliquées variant de 25 à 200 kHz, une tension appliquée maintenue constante de 1 kV et une épaisseur fixe de 3 mm de l'espace plasma.

Les résultats obtenus de la simulation sont présentés sur les figures III-20 et III-21 pour l'hélium et l'argon, respectivement.

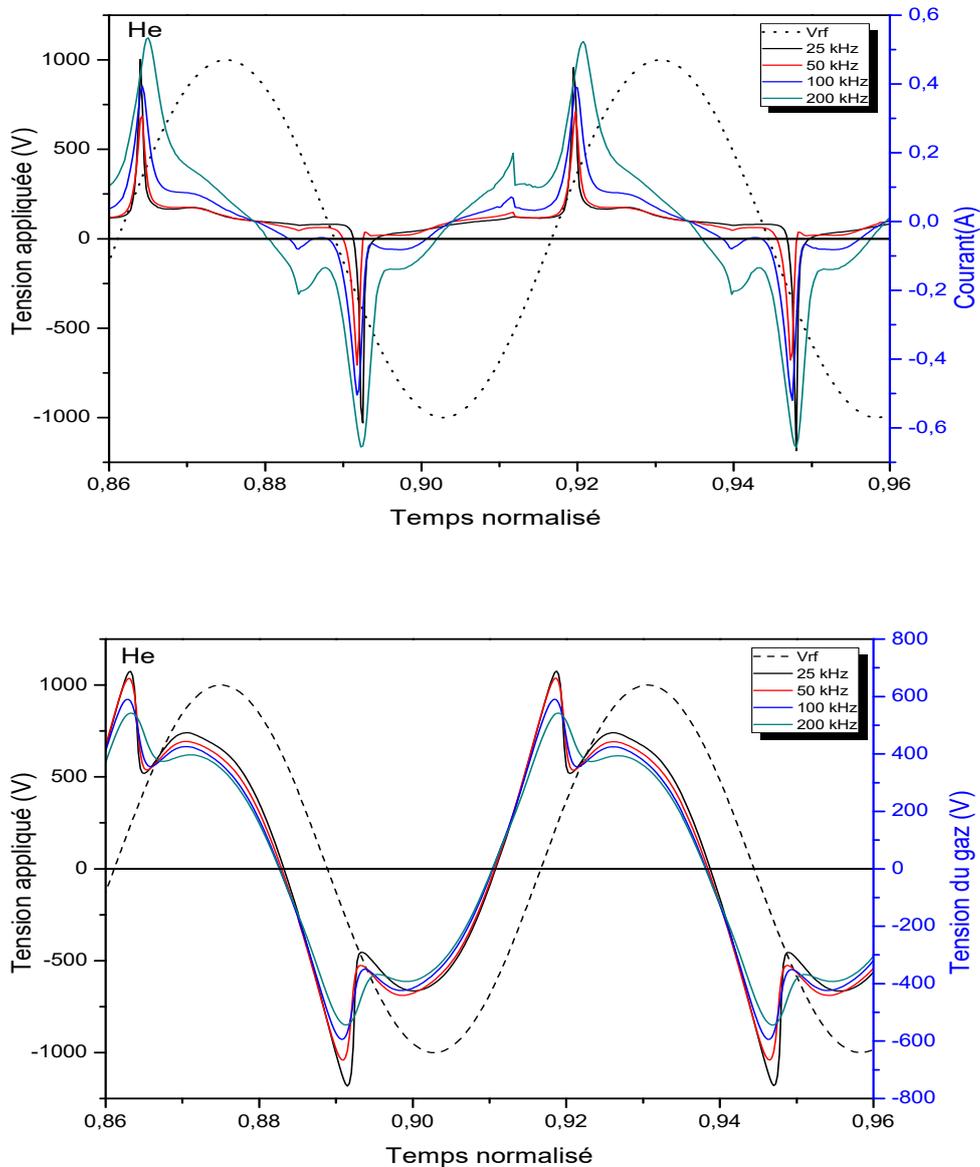


Figure III-20 : Caractéristiques de courant et de tension de gaz pour des valeurs de fréquences variant de 25 à 200 kHz pour le plasma d'hélium

A partir de ces figures, nous pouvons observer la présence d'un pic de courant par demi-période de la tension appliquée, ainsi que l'apparition d'un deuxième pic qui évolue avec l'augmentation de la fréquence. L'amplitude des pics de courant diminue lorsque la fréquence appliquée évolue de 25 à 50 kHz puis augmente avec la fréquence jusqu'à 200 kHz.

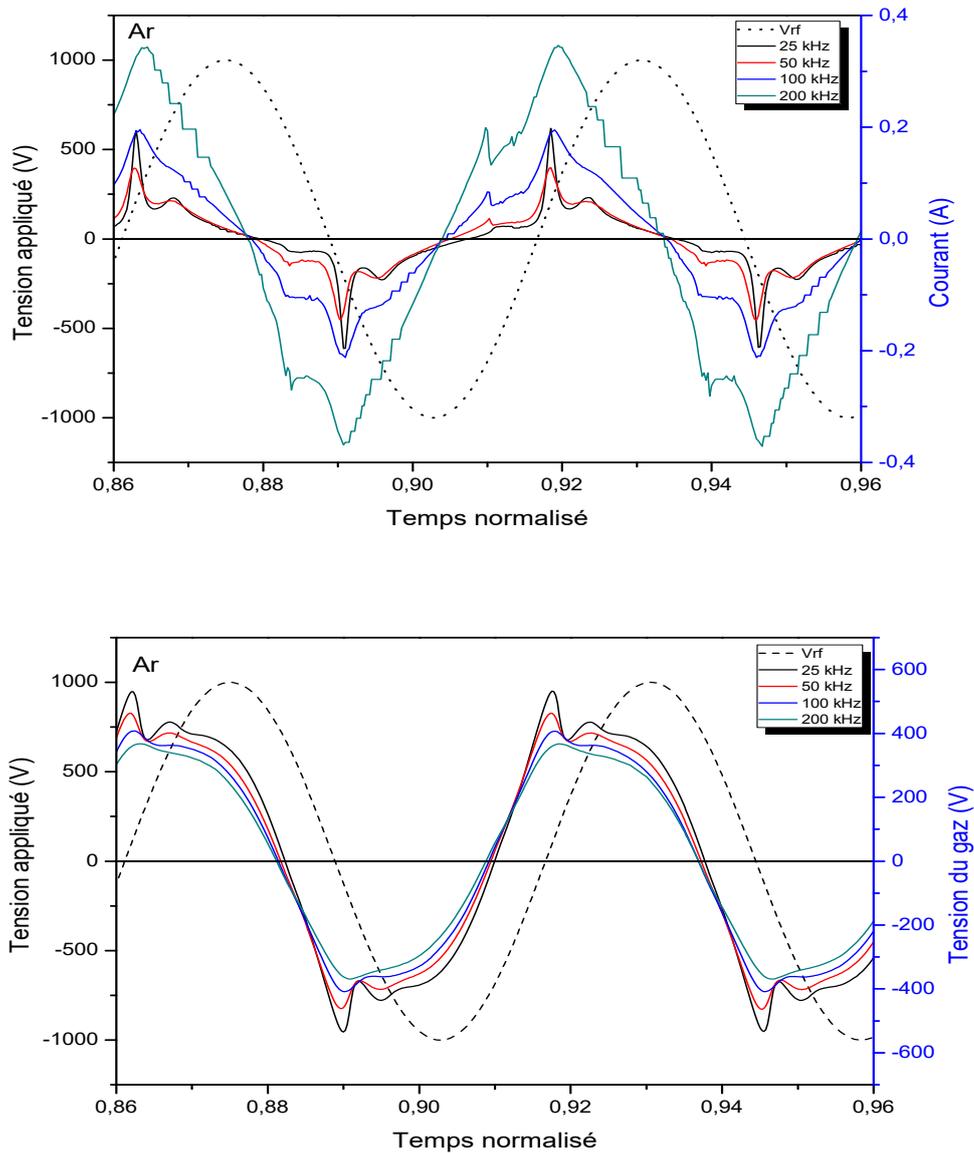


Figure III-21 Caractéristiques de courant et de tension de gaz pour des valeurs de fréquence variant de 25 à 200 kHz pour un plasma d'argon

Ce comportement indique que, pour cette gamme de fréquences, le régime de décharge est toujours luminescent pour l'hélium. Par contre pour l'argon et pour une fréquence qui varie entre 25 et 50 kHz, le régime est toujours luminescent mais en augmentant la valeur de la fréquence jusqu'à 200 kHz, le régime tend vers le régime de Townsend qui est caractérisé par une amplitude de courant plus faible et une durée de pulse plus grande que celle d'un régime luminescent. Contrairement aux résultats présentés dans les figures III-15 et III-16, l'évolution du courant de décharge conduit à une diminution de la tension de gaz et une augmentation de la durée de décharge.

Selon ces figures (III-20 et III-21), nous remarquons que la largeur du pic du courant augmente linéairement avec l'augmentation de la fréquence appliquée pour les deux gaz, comme c'est illustré sur la figure III-22. La largeur de l'impulsion du courant de décharge augmente de 1.55 ms à 6 ms par un facteur de 3.87 pour l'hélium et de 2.64 ms à 9.5 ms par un facteur de 3.59 pour l'argon.

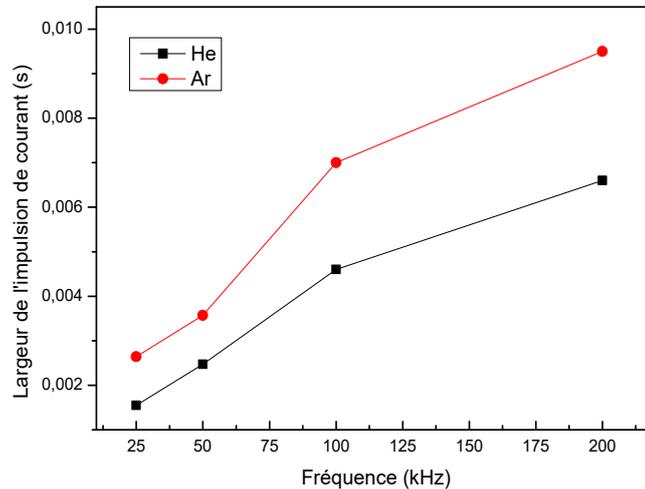


Figure III-22 La largeur de l'impulsion de courant en fonction de la fréquence d'excitation 25-50-100-200kHz

Le profil tracé avec nos calculs correspond à ceux trouvés dans la littérature [35]. Dans l'article de S.Xinxin [35], les auteurs décrivent une modélisation unidimensionnelle d'une décharge plasma DBD d'hélium à pression atmosphérique avec une épaisseur de diélectrique de 1 mm et un espace inter électrode de 5 mm et une excitation sinusoïdale de 2.75 kV d'amplitude. Les résultats obtenus montrent qu'une grande largeur d'impulsion de courant est obtenue avec l'utilisation d'une fréquence d'excitation élevée. Un exemple de ce résultat est illustré sur la figure III-23. Les mêmes auteurs confirment que ce type de résultats est souhaitable pour l'application à la modification de la surface de matériaux. Pour les DBD à pression atmosphérique et pour cette application, il est préférable de produire une large durée d'impulsion de courant pour que la décharge dure longtemps. Les plasmas générés dans l'espace inter-électrodes peuvent être soutenus non seulement pendant une période relativement longue, mais aussi avec une stabilité accrue, réduisant le risque de transition vers le régime filamentaire et favorisant l'interaction entre les plasmas et la surface du diélectrique.

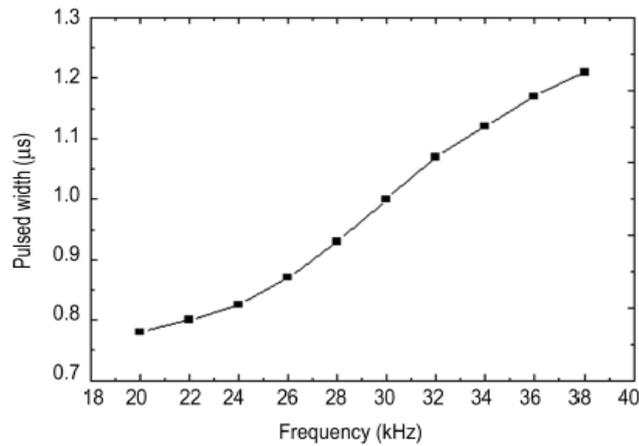


Figure III-23 Largeur d'impulsion de courant en fonction de la fréquence pour une gamme de 20- 38 kHz [35]

L'effet de la fréquence d'excitation sur la puissance dissipée durant un cycle de la tension appliquée est illustré sur la figure III-24. Le résultat montre que l'augmentation de la fréquence de 25 à 200 kHz entraîne une augmentation linéaire de la puissance dans la décharge pour les deux gaz.

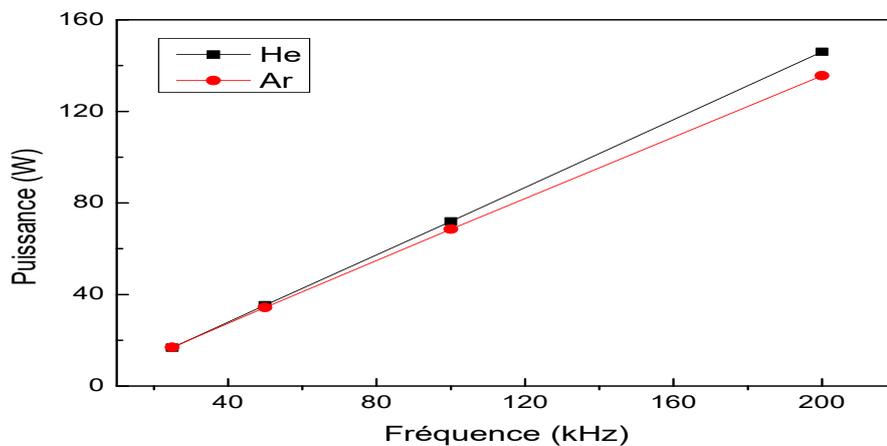


Figure III-24 La puissance dissipée pour une tension $V_{if}=1$ kV, une distance de 3mm et une fréquence d'excitation qui varie de 25 jusqu'à 200 kHz.

III-3 Application des DBD pour la production d'ozone

Ce paragraphe est dédié à l'application expérimentale des décharges à barrière diélectrique pour la production d'ozone. Il s'agit d'une étude effectuée au sein du Laboratoire Electrohydrodynamique (EHD) et matériaux granulaires cohésifs (MGC), à l'Université de Séville en Espagne, durant la période allant du 02/04/2015 au 30/06/2015. Nous décrirons, dans un premier temps, le dispositif expérimental élaboré pour la production d'ozone à partir de

décharges à barrière diélectrique créées dans de l'oxygène et dans du dioxyde de carbone. Nous présenterons, par la suite, les techniques de caractérisation utilisées et nous terminerons par l'exposition des résultats de l'application de la décharge DBD volumique à la production d'ozone dans les différents gaz, pour les deux configurations (un et deux diélectriques) considérées dans l'étude.

III-3-1 Description du dispositif expérimental

Le schéma général du dispositif expérimental, adopté pour l'étude de la décharge plasma à barrière diélectrique (DBD) dans l'oxygène (O_2) et le dioxyde de carbone (CO_2), est représenté sur la figure III-25. Ce dernier comporte aussi bien la partie création de décharge avec son alimentation que la partie contrôle et mesures électrique et optique. Dans ce qui suit nous décrirons les différents composants de ce dispositif.

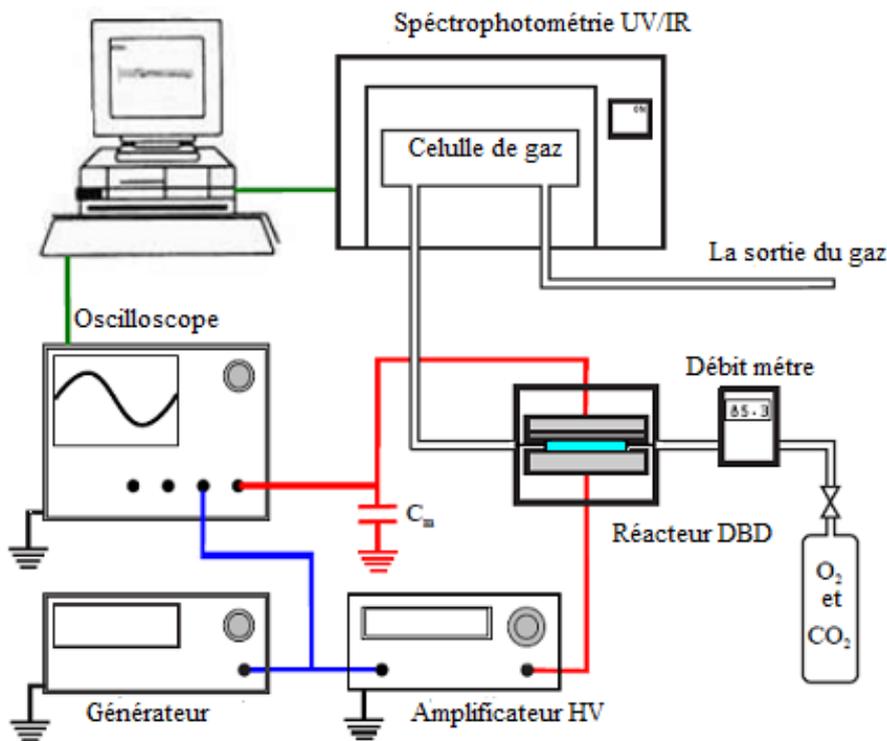


Figure III-25 Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour la production et le contrôle de l'ozone

III-3-1-1 Présentation de la cellule de décharge

La chambre de décharge que nous avons réalisée est constituée de deux parties :

- La cellule de décharge DBD.
- l'enceinte ou cage métallique.

La cellule de décharge DBD utilisée est composée de deux électrodes circulaires en acier inoxydable de 40mm de diamètre. L'électrode supérieure est couverte par un diélectrique en verre de silice de 1mm d'épaisseur tandis que l'électrode inférieure est en contact direct avec le gaz. L'espace entre l'électrode inférieure et le diélectrique a été fixé à 2mm. Cette séparation a été maintenue à l'aide d'un polymère thermoplastique CPVC (Chlorinated polyvinyl chloride) avec 4 petits orifices de 1 mm de diamètre, deux pour l'entrée du gaz et les deux autres pour la sortie. La figure III-26 représente la photo et le schéma du réacteur.

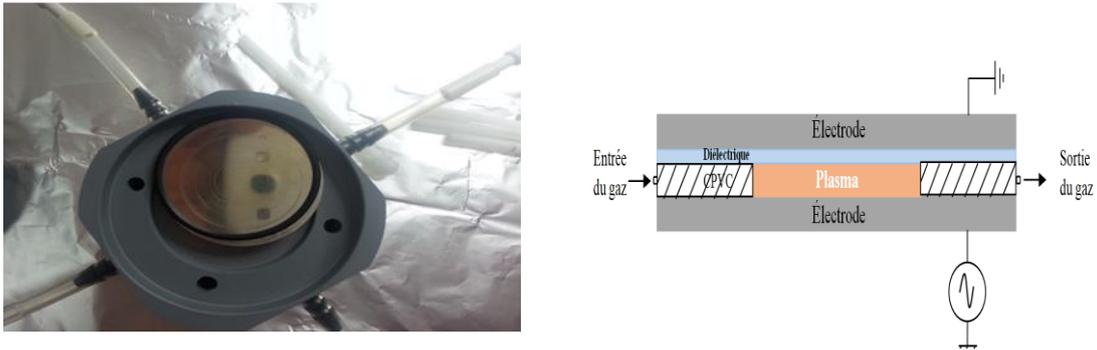


Figure III-26: La cellule de décharge DBD

La figure III-27 montre l'enceinte ou la cage métallique (Cage de Faraday) dans laquelle nous avons placé la cellule de décharge DBD pour protéger l'espace du dispositif contre l'influence des champs électriques extérieurs. Elle est entièrement métallique ; elle est souvent utilisée lorsque l'on désire effectuer des mesures précises en électronique et en électricité.

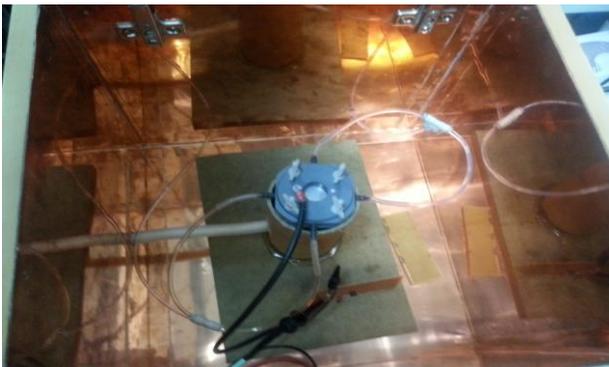


Figure III-27 La chambre de décharge plasma à barrière diélectrique

III-3-1-2 Description de la partie circulation du gaz

Le circuit de gaz utilisé se compose d'un banc de remplissage qui permet d'effectuer une décharge sous atmosphère contrôlée, qui provient de deux bouteilles, l'une remplie de pur oxygène (99.995%) et la seconde de pur dioxyde de carbone (figure III-28).

Un monomètre est installé sur chaque bouteille pour contrôler la pression dans la partie supérieure du circuit de gaz à quelques bars. Le gaz est injecté dans la zone de décharge par les deux orifices latéraux percés dans l'espace annulaire à 90 degrés l'un de l'autre. Le flux du gaz traversant le réacteur est régulé par deux débitmètres massiques (20 et 200cm³/min) de type *Alicat* pour contrôler le débit (**l'écoulement**) de gaz d'oxygène et de dioxyde de carbone (Figure III-29).



Figure III-28 : Les bouteilles d'oxygène et d'oxyde de carbone



Figure III-29 : Débitmètre de type « Alicat » utilisé dans l'expérience pour le contrôle des gaz.

III-3-1-3 Les instruments de mesure

L'obtention du plasma DBD sous pression atmosphérique doit répondre à certaines contraintes. L'application d'un signal alternatif avec une tension de l'ordre du kilovolt et une fréquence de quelque Hz à quelque kilo Hertz est obligatoire.

Ainsi, pour cette étude expérimentale, nous avons appliqué une haute tension à l'électrode inférieure, par l'utilisation d'un amplificateur de type **Trek 20-20C-HS**, (figure III-30 (a)). Ce dernier est alimenté par un signal sinusoïdal basse tension fourni par un générateur de signaux de type **Agilent 33521B** (figure III-30 (b)). L'électrode supérieure est connectée à la masse à travers un condensateur de mesure C_m , en série avec le réacteur DBD, dont la valeur

doit être supérieure à la capacité du condensateur équivalent du réacteur DBD. Dans notre cas nous avons pris $C_m = 1 \mu\text{F}$ afin de déterminer la consommation d'énergie. Un oscilloscope numérique de marque **TektronixDPO7254** (figure III-30 (c)) est utilisé pour mesurer la chute de tension à travers le condensateur.

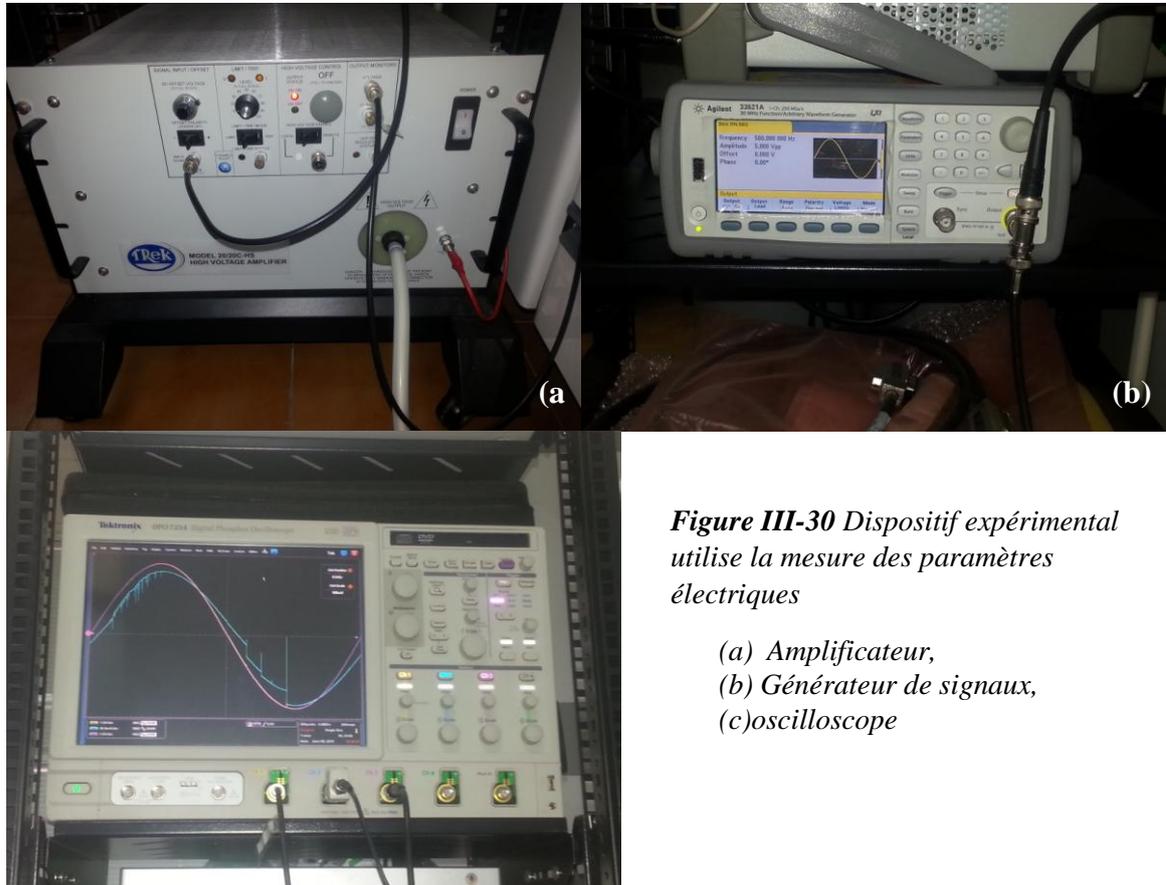


Figure III-30 Dispositif expérimental utilise la mesure des paramètres électriques

- (a) Amplificateur,
- (b) Générateur de signaux,
- (c) oscilloscope

III-3-1-4 Représentation de la partie optique

Pour analyser la lumière émise par la décharge plasma, la spectroscopie d'émission optique est parmi les méthodes expérimentales de caractérisation [36] les plus utilisées pour la caractérisation des décharges plasmas. Cette méthode d'analyse permet la détermination des différentes espèces excitées lors de la décharge. Cette émission optique est due à la désexcitation radiative des espèces excitées ou ionisées présentes dans le plasma. La désexcitation est accompagnée par l'émission de photons d'énergie $h\nu$ et de longueur d'onde λ . le spectre d'émission optique mesuré par le spectromètre permet d'identifier la composition chimique du plasma [37-38]. On utilise les spectrophotomètres UV-visible et IR pour la détection de la production de l'ozone qui fait l'objet de ce travaille avec un spectrophotomètre de type Thermo *Scientific 300 Evolution* (Figures III-31).

La concentration d'ozone est déduite en utilisant la loi de Beer-Lambert [39-40] :

$$A(\lambda) = L \sigma(\lambda) N \log_{10}(e) \quad (\text{III-2})$$

Où N est la densité des espèces absorbantes (ozone), $\sigma(\lambda)$ la section d'absorption à la longueur d'onde λ et L la longueur du trajet de la cellule à gaz ($L = 100$ mm).

$A(\lambda)$ représente l'absorbance spectrale du gaz, elle est donnée par :

$$A(\lambda) = -\log(T) \quad (\text{III-3})$$

Où T est la transmittance (en %) qui est définie par le rapport des mesures de I_0 (intensité incidente) et I (intensité transmise) :

$$T = \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \quad (\text{III-4})$$



Figure III-31 Spectrophotomètre UV-visible utilisé dans l'expérience.

Le logiciel « *Visiopro* » est utilisé pour l'acquisition et le traitement des données des spectres obtenus. Chaque spectre est obtenu par accumulation de lumière de milliers de décharges (Figure III-32).

L'analyse spectrale a été réalisée dans le proche ultraviolet, sur une gamme de longueurs d'onde de 180 nm à 330 nm.

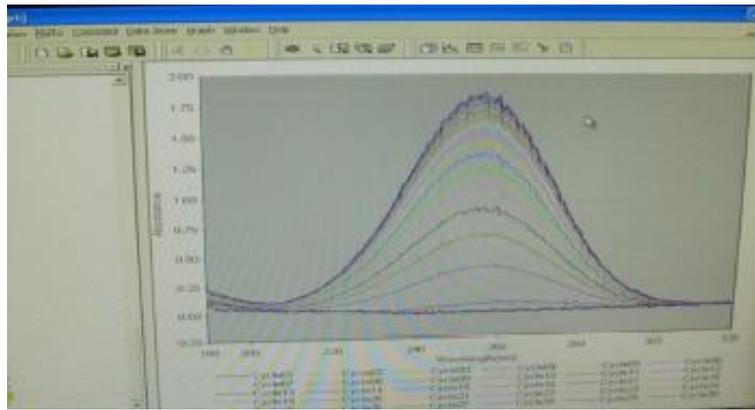


Figure III-32 Spectre d'absorption de l' O_3 en fonction de la longueur d'onde

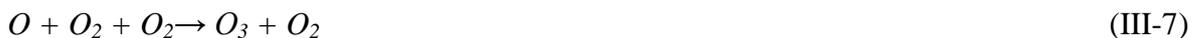
III-3-1-5 Cinétique chimique essentielle pour la production d'ozone

Les mécanismes de génération de l'ozone (O_3) dans le plasma d'oxygène et le dioxyde de carbone ont été bien étudiés et largement discutés dans la littérature [41-45].

La formation de l'ozone (O_3) se fait par plusieurs mécanismes dont le plus prépondérant s'écrit sous la forme de la réaction chimique suivante [41,46] :



Où M représente l'oxygène. Les molécules d'oxygène sont d'abord dissociées par des électrons pour former des atomes d'oxygène qui réagissent ensuite avec la molécule O_2 pour former O_3 .



III-3-2 Résultats des mesures

La génération d'ozone à partir de l'oxygène pur et du dioxyde de carbone, en utilisant une décharge à barrière diélectrique planaire (DBD), a été étudiée expérimentalement pour deux configurations différentes. La première configuration comprend un seul diélectrique alors que la deuxième est avec deux diélectriques dans l'espace inter-électrodes.

Les mesures de cette expérience ont été effectuées pour de faibles valeurs de la fréquence, dans une gamme variant de 50 à 500 Hz. En ce qui concerne le débit de gaz, une valeur constante de $200 \text{ cm}^3 / \text{min}$ a été fixée pour l'oxygène, mais pour le dioxyde de carbone, le débit de gaz a été réduit à $50 \text{ cm}^3 / \text{min}$, parce que la concentration d'ozone pour une valeur $200 \text{ cm}^3 / \text{min}$ est

inférieure au seuil de détection du spectrophotomètre UV. Les figures III-33 et III-34 représentent les mesures électriques obtenues, lors de la décharge plasma, par l'oscilloscope, pour les deux gaz et pour les deux configurations.

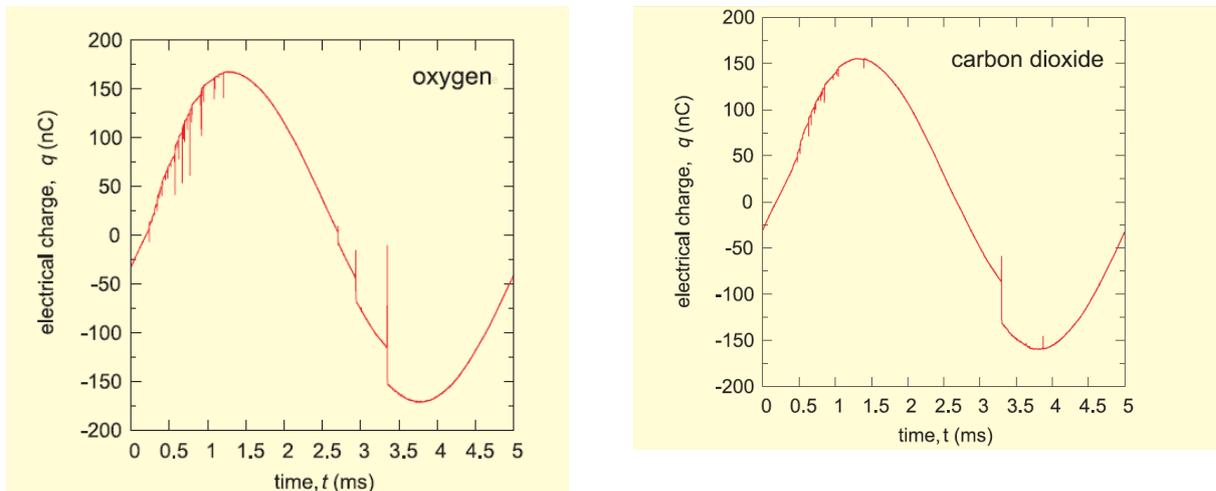


Figure III-33 les courbes de la charge électrique obtenue lors de la création des plasmas pour les deux gaz à travers C_m .

Pour la DBD créée sous oxygène, nous remarquons que le claquage électrique apparaît à 4,2 kV (crête à crête), alors que pour la DBD sous dioxyde de carbone, il nécessite une tension légèrement plus élevée, de l'ordre 4,4 kV.

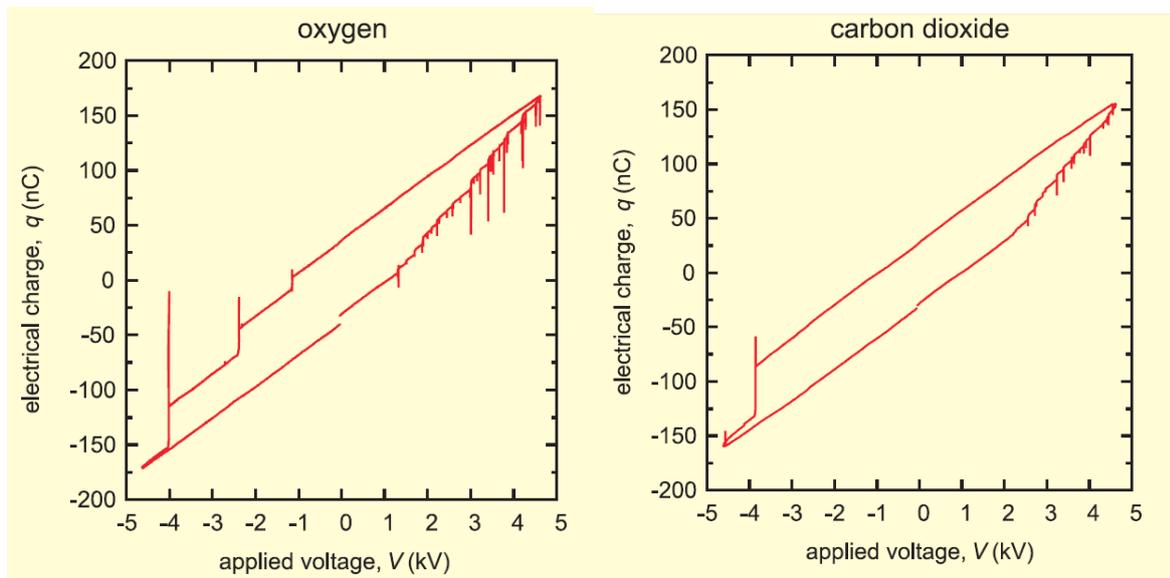


Figure III-34 les courbes de Lissajous obtenues lors de la création des plasmas pour les deux gaz.

A partir des courbes Lissajous, nous avons calculé l'énergie dissipée par la décharge plasma DBD par la méthode de *Manely*, qui a été décrite dans le premier chapitre, comme nous avons calculé aussi la puissance électrique dissipée à partir de l'équation suivante :

$$P(t) = V_a(t) \cdot I(t) = V_a(t) \cdot C_m \frac{dV_m(t)}{dt} \quad (\text{III-8})$$

$$\langle P(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T V_a(t) \cdot C_m \cdot \frac{dV_m(t)}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T V_a(t) \cdot dQ_m \quad (\text{III-9})$$

• 1^{er} Configuration

La puissance calculée est illustrée sur la figure III-35 pour les valeurs de la fréquence comprises entre 50 et 500 Hz, avec une tension (amplitude crête à crête) de 4.2 kV jusqu'à 5 kV pour l'oxygène et de 4.4 kV jusqu'à 5.6 kV pour le dioxyde de carbone.

Le résultat montre que l'augmentation de la fréquence de 50 à 500 Hz et la tension appliquée pour les deux gaz, entraînent une augmentation de la puissance. Ce qui signifie une corrélation linéaire avec l'amplitude de la tension appliquée.

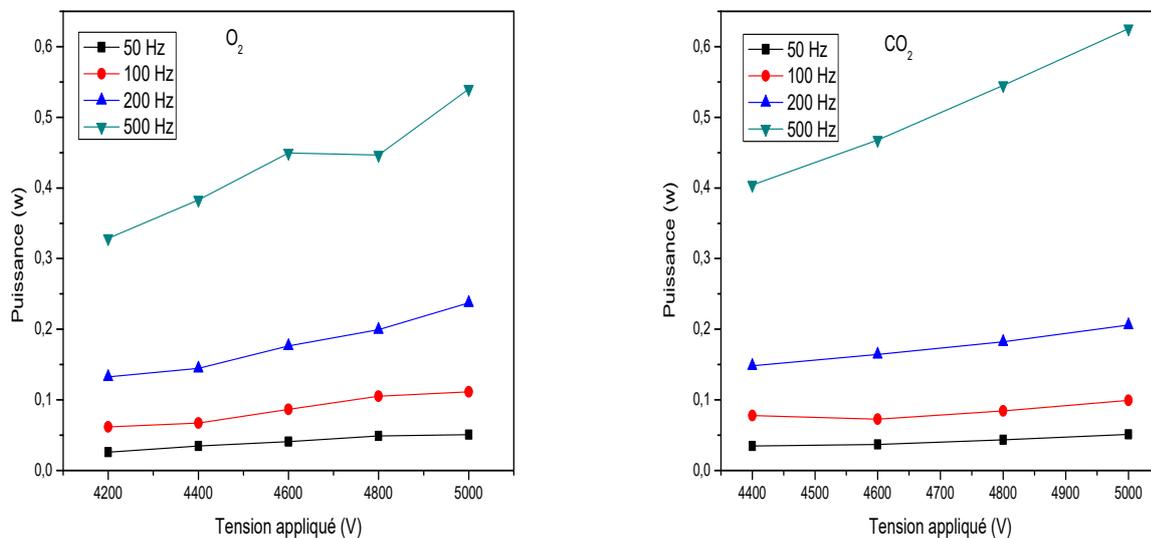


Figure III-35 : Puissance dissipée en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de la fréquence dans le cas d'un seul diélectrique (a) : pour l'oxygène pur avec un débit de 200 cm³/min (b) : pour le dioxyde de carbone pur avec un débit de 50 cm³/min

Le gaz sortant de la cellule a été analysé à l'aide du *spectrophotomètre UV* pour calculer la concentration d'ozone en fonction de la densité d'énergie injectée dans la décharge, qui est le rapport de la puissance électrique P par rapport à son débit de gaz Q (P/Q). La tension est

appliquée pendant 30 à 40 minutes jusqu'à ce que la concentration d'ozone produit par la décharge DBD se stabilise. Pour passer d'une mesure à l'autre, un temps de pause de 10 min est effectué.

Les figures III-36 et III-37 représentent la concentration d'ozone dans l'oxygène et le dioxyde de carbone sortant du réacteur DBD, respectivement.

Pour l'oxygène (figure III-36), la concentration d'ozone augmente linéairement avec l'augmentation de l'énergie d'entrée, indépendamment de l'augmentation de la densité d'énergie avec l'amplitude de la tension ou la fréquence du signal. Un ajustement des moindres carrés donne un taux de production d'ozone de 2×10^4 ppm / (J / cm³), approximativement.

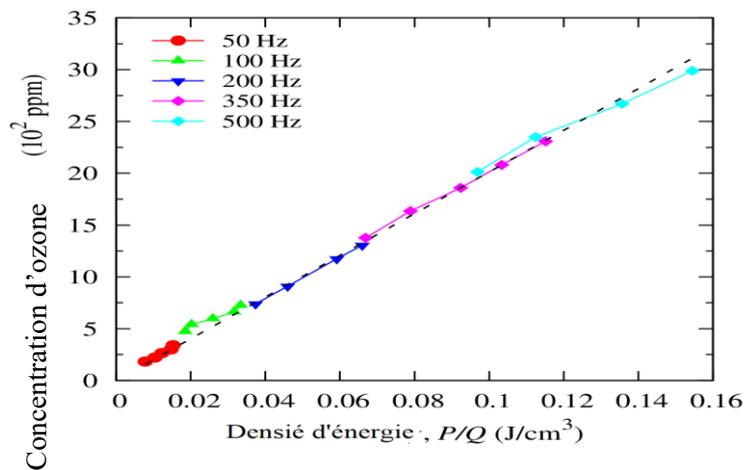


Figure III-36 Concentration d'ozone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz pour le cas de l'oxygène pur (débit gazeux: $Q = 200$ cm³ / min)

Contrairement à la décharge sous oxygène, la production d'ozone est moins efficace en dioxyde de carbone (figure III-37). Pour les tensions et les fréquences testées, la concentration d'ozone est 100 fois plus faible dans le dioxyde de carbone que dans l'oxygène, même si la densité d'énergie injectée est plus importante à cause de la réduction du débit (50 cm³/min dans le CO₂, 200 cm³/min dans l'O₂).

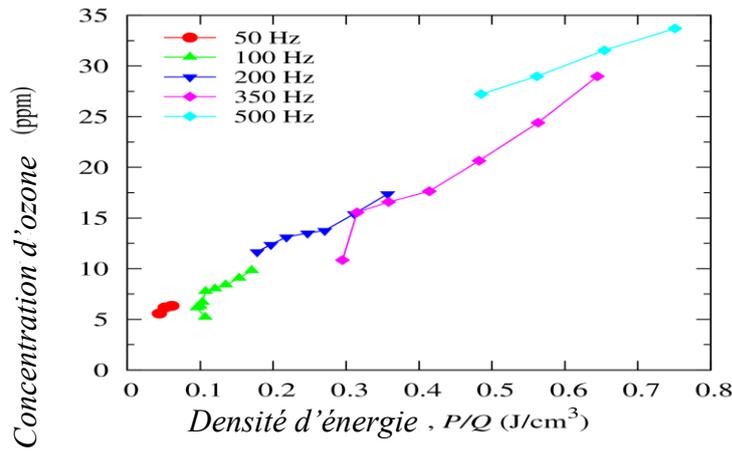


Figure III-37 Concentration d'ozone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz pour le cas du dioxyde de carbone pur (débit gazeux: $Q = 50 \text{ cm}^3 / \text{min}$)

De plus, le taux de croissance de la concentration d'ozone avec la densité d'énergie est moins régulier que dans le cas de la décharge sous oxygène. Une estimation approximative de ce taux donne $40 \text{ ppm} / (\text{J} / \text{cm}^3)$. Ce faible taux peut être compris en prenant en compte les principaux processus conduisant à la formation d'ozone dans le dioxyde de carbone.

- Premièrement, le CO_2 est dissocié par l'impact des électrons :



- En second, les atomes d'oxygène doivent se recombiner pour former des molécules d'oxygène selon la réaction des trois corps suivante :



- Enfin, l'ozone se forme à la suite de l'association des atomes d'oxygène aux molécules d'oxygène dans une autre réaction à trois corps :



Ainsi, nous remarquons que l'ajout d'une petite quantité d' O_2 au CO_2 peut accélérer la production d'ozone. Par contre la réaction (III-11) n'est pas nécessaire lorsque la décharge se produit dans l'oxygène pur, et c'est la principale raison de diminution de la production d'ozone dans le dioxyde de carbone.

Nous avons refait l'expérience une seconde fois en utilisant le spectrophotomètre dans la gamme infrarouge (IR) pour pouvoir détecter et étudier la production de monoxyde de carbone (CO) dans le cas du plasma de dioxyde de carbone.

La concentration de monoxyde de carbone obtenue est représentée dans la figure III-38, en fonction de la densité d'énergie, dans le cas de la configuration présentant un seul diélectrique dans l'espace inter-électrodes. Le résultat obtenu montre que la concentration de CO augmente avec l'augmentation de la tension et de la fréquence d'excitation.

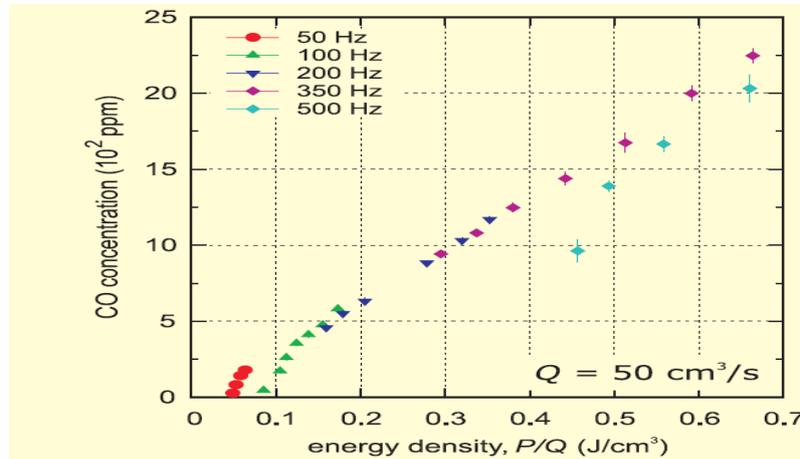


Figure III-38 Concentration du monoxyde de carbone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz pour le cas du dioxyde de carbone pur (débit gazeux: $Q = 50 \text{ cm}^3 / \text{min}$)

➤ 2^{ème} configuration

Dans cette seconde configuration, les deux électrodes sont recouvertes par le diélectrique. L'expérience est effectuée dans les mêmes conditions que dans le cas précédent sauf que nous avons appliqué une tension de valeur comprise entre 4.6 et 5.6 kV dans le cas de l'oxygène et entre 5 et 6 kV pour la décharge dans le dioxyde de carbone.

La concentration d'ozone produite par la décharge plasma DBD créée dans l'oxygène (O_2) et le dioxyde de carbone (CO_2), par l'insertion du deuxième diélectrique est analysée à l'aide d'un spectrophotomètre UV. Les résultats des mesures sont illustrés dans les figures III-39 et III-40.

D'après les valeurs obtenues dans la figure III-39, on observe le même comportement que celui obtenu pour la première configuration (diélectrique-métal) où la concentration d'ozone croît linéairement avec l'augmentation de l'énergie. La différence entre les deux configurations est que la puissance de la décharge est faible ainsi que la quantité d'ozone obtenue.

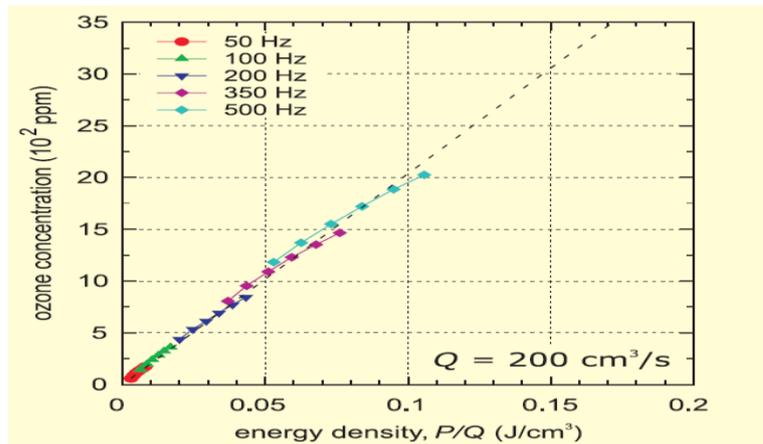


Figure III-39 Concentration d'ozone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz pour le cas de l'oxygène créé entre deux diélectriques avec un débit gazeux: $Q = 200 \text{ cm}^3 / \text{min}$

Dans la figure III- 40, on observe que la concentration d'ozone augmente puis elle diminue avec l'augmentation de la densité d'énergie jusqu'à arriver à la saturation pour une fréquence de 500 Hz. Cette diminution peut être attribuée à l'élévation de la température dans le gaz entre les électrodes, et cela peut causer l'accélération de la destruction de la molécule d'ozone.

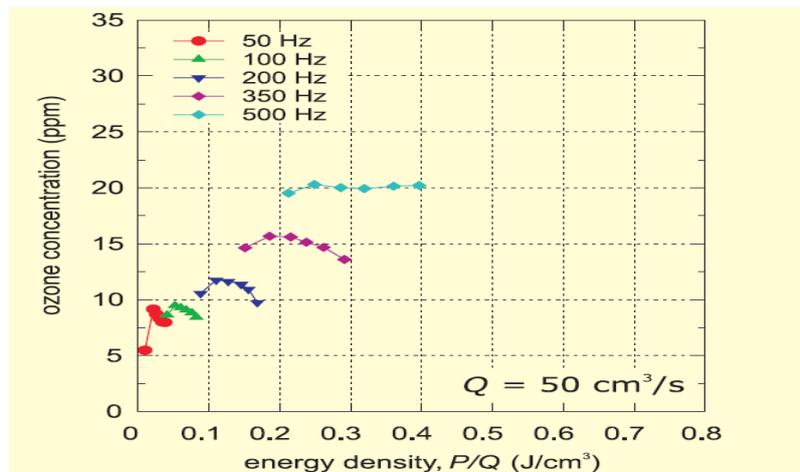


Figure III-40 Concentration d'ozone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz pour le cas de dioxyde de carbone créé entre deux diélectriques avec un débit gazeux: $Q = 50 \text{ cm}^3 / \text{min}$

De même pour cette configuration, la détection du monoxyde de carbone dans un plasma de dioxyde de carbone est analysée. Les résultats (figure III-41) montrent que la concentration de CO augmente linéairement avec l'augmentation de l'énergie et avec la diminution de la puissance. Cette croissance de CO avec la densité d'énergie est d'environ $2,2 \times 10^3 \text{ ppm} / (\text{J} / \text{cm}^3)$.

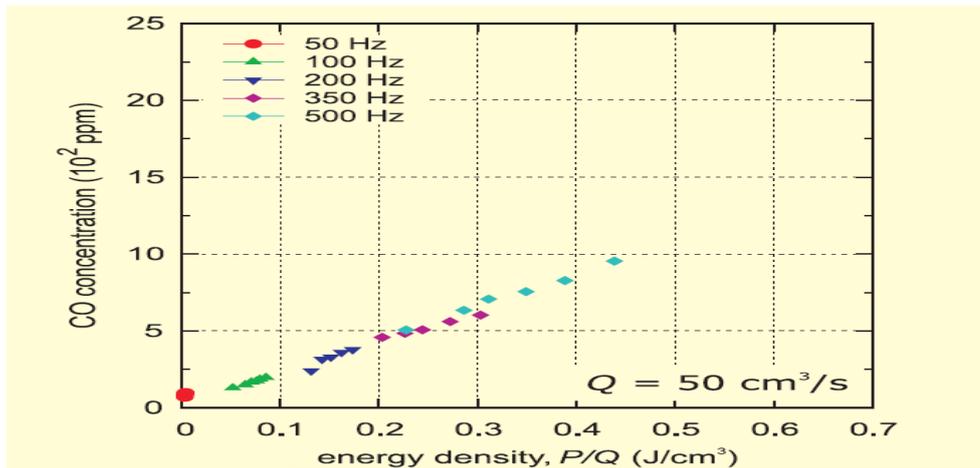


Figure III-41 Concentration du monoxyde de carbone en fonction de la densité d'énergie injectée dans le gaz créé entre les deux diélectriques pour le cas du dioxyde de carbone pur (débit gazeux: $Q = 50 \text{ cm}^3/\text{min}$)

La comparaison avec les résultats précédents montre que la production de CO est plus importante en utilisant un réacteur DBD avec un seul diélectrique où la concentration du CO augmente avec un taux de $3.4 \times 10^3 \text{ ppm} / (\text{J} / \text{cm}^3)$.

III-4 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, les résultats numériques et expérimentaux des décharges plasmas à barrière diélectrique volumique à pression atmosphérique.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté les résultats issus de la modélisation pour des plasmas d'hélium et d'argon. Le modèle théorique a été résolu par la méthode des éléments finis par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics. Ce modèle est élaboré pour illustrer l'évolution des différentes caractéristiques électriques de décharge en mode homogène par l'influence des différents paramètres liés à la production de la décharge. Les résultats de la simulation ont révélé que:

- Les caractéristiques simulées des plasmas DBD d'hélium et d'argon sont en accord avec les plasmas expérimentaux rapportés dans la littérature. Les formes d'onde du courant sont typiques d'une DBD homogène qui est caractérisée par la présence d'un seul pic de courant de décharge pour chaque demi-période de la tension appliquée.
- L'augmentation de l'espace plasma, entre 2 et 5 mm, entraîne une diminution de l'intensité des pics de courant et une augmentation de la tension de gaz. Au contraire, cet

effet est observé avec des valeurs de fréquences décroissantes de 200 à 25 KHz. Cependant, l'augmentation des deux paramètres conduit à une augmentation de la durée de pic de courant et l'augmentation de la puissance dissipée.

- L'augmentation de l'épaisseur ou de la permittivité relative du diélectrique entraîne une diminution de l'intensité du courant ainsi que de la puissance dissipée. De plus la puissance dissipée évolue avec la permittivité relative du diélectrique.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous avons essayé de résumer l'essentiel de l'étude expérimentale que nous avons effectuée sur la production d'ozone par DBD. Nous avons présenté le dispositif expérimental et ses différents éléments conçus pour la production et l'analyse de la concentration d'ozone dans une décharge plasma DBD à pression atmosphérique, pour l'oxygène et le dioxyde de carbone. L'étude a été faite pour deux configurations différentes. Les résultats obtenus ont montré que :

- Pour un plasma DBD d'oxygène

La concentration d'ozone croît linéairement avec l'augmentation de l'énergie où cette énergie augmente avec l'augmentation la tension appliquée et la fréquence du signal. Le même comportement est observé pour la deuxième configuration (diélectrique-diélectrique), sauf que la puissance et la concentration d'ozone sont faibles par rapport au résultat de la première configuration (métal-diélectrique).

- Pour un plasma DBD de dioxyde de carbone

La production d'ozone dans le dioxyde de carbone est beaucoup moins efficace que celle de la DBD d'oxygène. Pour les tensions et fréquences testées, la concentration d'ozone est 100 fois plus faible dans le dioxyde de carbone que dans l'oxygène, même si la densité d'énergie injectée est plus importante à cause de la réduction du débit ($50 \text{ cm}^3/\text{min}$ dans le CO_2 , $200 \text{ cm}^3/\text{min}$ dans l' O_2). De plus, la croissance de la concentration d'ozone avec la densité d'énergie est moins régulière que dans l'oxygène. Pour la seconde configuration (diélectrique- diélectrique), il a été observé que la concentration d'ozone augmente puis elle diminue avec l'augmentation de la densité d'énergie. Cette diminution peut être attribuée à l'élévation de la température dans le gaz soumis à la décharge, ce qui accélère la destruction de la molécule d'ozone.

Références bibliographiques du chapitre III

- [1] L. Benterrouche, S. Sahli, S. Rebiai and A. Benhamouda, « *Inactivation of E-coli bacteria by atmospheric dielectric barrier discharge* », Int. J. Nanotechnology, **10** (5/6/7), 2013.
- [2] R.ABIDAT, S. REBIAI, L.BENTERROUCHE, « *Numerical Simulation of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium gas using COMSOL Multiphysics* », 3rd International Conference on Systems and Control, Algiers, Algeria, October 29-31, IEEE, 2013.
- [3] R. ABIDAT, S. REBIAI, « *A modeling of atmospheric DBD parameters effect on plasma electrical characteristics* », The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy, INCRE13, September 22 - 23, Jijel, Algeria, 2013.
- [4] Z. Fang, S. Ji, J. Pan, T. Shao, and C. Zhang, « *Electrical Model and Experimental Analysis of the Atmospheric-Pressure Homogeneous Dielectric Barrier discharge in He* », IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (3),2012.
- [5] X. Guimin, Z. Guanjun, S. Xingmin, M. Yue, W. Ning and L. Yuan « *Bacteria Inactivation Using DBD Plasma Jet in Atmospheric Pressure Argon* »,Plasma Science and Technology, **11**(1), 2009.
- [6] P. Jitsomboonmi, M. Nisoa, and S. Dangtip, « *Experimental Study of Current-Voltage Characteristics and Optical Emission of Various Gases in Dielectric Barrier Discharge at Atmospheric Pressure* », Physics Procedia, **32**, pp. 723 – 731, 2012.
- [7] N. Osawa and Y. Yoshioka, « *Generation of Low-Frequency Homogeneous Dielectric Barrier Discharge at Atmospheric Pressure* », IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (1), pp. 2-8, 2012.
- [8] J.L Delcroix et A. Bers, « *Physique des plasmas* », Inter-Edition, CNRS Edition, ISBN 2-7296-0484-7, Paris, 1994.
- [9] G.J.M. Hagelaar, « *Modeling of microdischarges for display technology* », Technische Universiteit Eindhoven, 2000.
- [10] Y. Kabouzi, D.B. Graves, E. Ca Martinez, and M. Moisan, « *Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves* », PHYSICAL REVIEWE, **75** (1), 016402 (14 pp), 2007.
- [11] C. Punset, J.-P. Boeuf, and L. C. Pitchford, « *Two-dimensional simulation of an alternating current matrix plasma display cell: Crosstalk and other geometric effects* », Journal of Applied Physics, **83** (4), pp.1884-1897, 1998.
- [12] W.J. M Brok, « *Modelling of Transient Phenomena in Gas Discharges*», Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [13] T. J. Chung, « *Computational fluid dynamics* », Cambridge University Press, 2002.

- [14] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, « *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* », A JOHN WILEY & SONS, ISBN 0-471-00577-0, New York, 1994.
- [15] J.P. Boeuf, « *Numerical model of rf glow discharges* », Phys. Rev. A., **36**, pp. 2782- 2792, 1987.
- [16] www.comsol.com
- [17] LXCAT, electron scattering database, University of Toulouse, France. www.lxcat.net.
- [18] Z.L. Petrovic, M. Suvakov, Z. Nikitovic, S. Dujko, O. Sasic, J. Jovanovic, G. Malovic, and V. Stojanovic, « *Kinetic phenomena in charged particle transport in gases, swarm parameters and cross section data* ». Plasma Sources Science & Technology, **16**(1), pp.1–12, 2007.
- [19] Y. T Zhang, D. Z Wang, and M. G Kong, « *Two-dimensional simulation of a low-current dielectric barrier discharge in atmospheric helium* », Journal of Applied Physics **98** (11), 113308 (7 pp), 2005.
- [20] BOLSIG+, Electron Boltzmann equation solver. <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>.
- [21] H. Loukil, A. Belasri, K. Khodja, and Z. Harrache, « *Theoretical Kinetics Investigation of Xenon Dielectric Barrier Discharge for Excimer Lamp* », IEEE Transactions on Plasma Science, **42**(3), 2014.
- [22] D. Lee, J. M Park, S. H Hong, and Y. Kim, « *Numerical Simulation on Mode Transition of Atmospheric Dielectric Barrier Discharge in Helium–Oxygen Mixture* », IEEE Transactions on Plasma Science, **33** (2), pp. 949 – 957, 2005.
- [23] X. Song, Z. Tan, and B. Chen, « *Study on the Characteristics of Atmospheric Dielectric Barrier Discharges in He–N₂ Admixture* », IEEE Transactions on Plasma Science, **40** (12), pp. 3471 – 3475, 2012.
- [24] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé and P. Ségur, « *Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere* », Plasma Phys. Control. Fusion, **47**, pp. 577–588, 2005.
- [25] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. Gadri, P. Segur, and C. Mayoux, « *Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier* », J. Appl. Phys., **83** (6) , pp. 2950–2957,1998.
- [26] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara and Y. Kimura, « *Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source* », J. Phys. D Appl. Phys. **26** (),pp. 889-892, 1993.

- [27] Y. B Golubovskii, V.A Maiorov, J. Behnke and J. F Behnke « *Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure* » J. Phys. D: Appl. Phys, **36**, pp. 39–49, 2003.
- [28] F. Massines, P. Ségur, N. Gherardi, C. Khamphan, and A. Ricard, « *Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostics and modelling* », Surf. Coat. Tech., **174**, pp. 8-14, 2003.
- [29] T. Martens, W. J M Brok, J. Dijk and A. Bogaerts, « *On the regime transitions during the formation of an atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge* », J. Phys. D: Appl. Phys, **42** (12), 122002 (5pp), 2009.
- [30] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, « *Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges* », Eur. Phys. J. Appl. Phys. **47**(2), 22805 (12 pp) ,2009.
- [31] B. Dong, J. M Bauchire, J. M Pouvesle, P. Magnier and D. Hong, « *Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow* », J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (15), 155201 (9pp), 2008.
- [32] R. Maurau, « *Etude de l'influence du régime d'une décharge à barrière diélectrique dans un mélange HMDSO/N₂, sur les propriétés d'un procédé de dépôt* », thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009.
- [33] Y. N JAFFRÉ, « *Optimisation de réacteurs à plasmas non-thermiques pour le traitement des oxydes d'azote* », thèse de doctorat, École Centrale De Lyon, 2010.
- [34] C. Zhang, T. Shao, Y. Yu, Z. Nui, P. Yan, Y. Zhou , « *Comparison of experiment and simulation on dielectric barrier discharge driven by 50 Hz AC power in atmospheric air* », Journal of Electrostatics, **68** (5) ,pp. 445-452, 2010.
- [35] S. Xinxin, T. Zhenyu, C. Bo, Z. Yuantao, « *A Computational Study on the Discharge Characteristics of Atmospheric Dielectric Barrier Discharges at a Constant Power* », Plasma Science and Technology, **15** (10), 2013.
- [36] H. R. Griem, « *Principles of Plasma Spectroscopy* », Cambridge University Press, 1997.
- [37] R. W. B. Pearse and A. G. Gaydon, « *The identification of molecular spectra* », 4th edition, Chapman and Hall, London, 1984.
- [38] L. MERCADIER, « *Spectroscopie De Plasma Induit Par Laser Pour L'analyse Des Composants Face Au Plasma De Tokamaks : Étude Paramétrique Et Mesures Autocalibrées* », thèse de doctorat, Université de la méditerranée, 2011.

- [39] L. BENTERROUCHE, « *Investigations sur l'application des plasmas froids dans la stérilisation* », Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2015.
- [40] F. Pontiga, R. Abidat, H. Moreno, A. Fernández-Rueda and S. Rebiaï, « *Ozone production using dielectric barrier discharge in oxygen and carbon dioxide* », 9th International Conference on Reactive Plasmas, Honolulu, U. S. A. ,October 12-16, 2015.
- [41] U. Kogelschatz, , M. Hirth, and B. Eliasson, « *Ozone Generation from Oxygen and Air-Discharge Physics and Reaction-Mechanisms* », *Ozone Sci. Eng.*, **10** (4),pp.367–377,1988.
- [42] T. J Manning, « *Production of Ozone in an Electrical Discharge Using Inert Gases as Catalysts* », *Ozone Sci.Eng.*, **22** (1),pp. 53–64,2000.
- [43] T. J Manning, and J. Hedden, « *Gas Mixtures and Ozone Production in an Electrical Discharge*», *Ozone Sci. Eng.* **23**, pp. 95–103, 2001.
- [44] I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveyer, and V. P. Silakov, «*Kinetic Scheme of the Non equilibrium Discharge in Nitrogen-Oxygen Mixtures*», *Plasma Sources Sci. Technol.*, **1**(3), pp. 207-220,1992.
- [45] C. Lee, D. B. Graves, M. A. Lieberman, and D. W. Hess, «*Global-Model of Plasma Chemistry in a High-Density Oxygen Discharge*», *J. Electrochem. Soc.*, **141** (6), pp. 1546–1555, 1994.
- [46] M. Bourdet, « *Recherche d'optimisation énergétique d'un réacteur plasma froid de traitement d'effluents gazeux chargés en COV à pression atmosphérique* », Thèse de doctorat, France, 2012.

Chapitre IV

Simulation d'un actionneur plasma pour le contrôle d'écoulement

IV-1 Introduction	125
IV-2 Modélisation d'une décharge DBD surfacique	125
IV-2-1 Description de la géométrie de l'actionneur modélisé.....	126
IV-2-2 Modèle physique.....	126
IV-2-3 Conditions de la simulation.....	127
IV-3 Résultat de l'écoulement	128
IV-4 Résultats de simulation de la décharge à barrière diélectrique surfacique (SDBD)	133
IV-4-1 Effet de la valeur de la constante diélectrique.....	138
IV-4-2 Effet de la valeur du coefficient d'émission secondaire.....	140
IV-5 Conclusion	143
Références bibliographiques du chapitre IV	144

IV-1 Introduction

Après avoir présenté, dans le chapitre III, les résultats de l'étude des décharges plasma à barrière diélectrique volumique (VDBD), avec les deux aspects numérique et expérimental, nous exposons dans ce chapitre les résultats de la simulation bidimensionnelle (2D) d'une décharge plasma à barrière diélectrique surfacique (SDBD) à pression atmosphérique. Le modèle développé permet, d'une part, de décrire le comportement des décharges surfaciques, et d'autre part, il a pour objectif l'exploitation de la SDBD en tant qu'actionneur capable de contrôler la vitesse d'écoulement de fluides. L'air est pris comme fluide gazeux pour cette étude numérique.

Ainsi le modèle proposé est élaboré par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics, en couplant les deux physiques ; décharge plasma et écoulement de fluides. Nous présentons, dans un premier temps, les résultats de la simulation de la vitesse d'écoulement de l'air le long de l'actionneur. Par la suite, nous illustrerons les propriétés de la décharge électrique surfacique pour un plasma créé dans de l'hélium.

IV-2 Modélisation d'une décharge DBD surfacique

Pour l'étude actuelle, nous avons considéré la décharge plasma à barrière diélectrique surfacique (SDBD) pour simuler l'écoulement de l'air à la pression atmosphérique. Le schéma général de l'actionneur plasma pris comme modèle dans notre étude est présenté sur la figure IV-1[1-9].

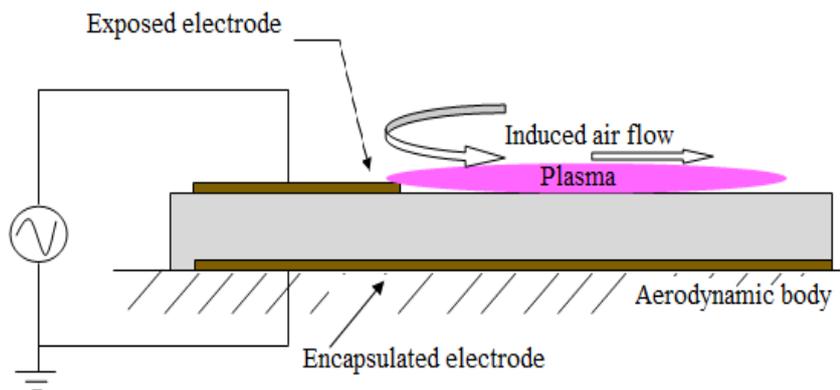


Figure IV-1 : Schéma traditionnel d'un actionneur plasma

L'actionneur est composé d'un matériau diélectrique, placé en sandwich entre deux électrodes qui sont disposées asymétriquement de part et d'autre du diélectrique. L'électrode supérieure est alimentée par une haute tension alternative tandis que l'électrode inférieure est portée à la masse.

De plus, l'électrode inférieure est encapsulée dans une seconde couche de diélectrique pour éviter la formation de plasma de ce côté de l'actionneur. Suite à l'application d'une haute tension à l'électrode supérieure, une décharge plasma est créée à la surface du diélectrique.

IV-2-1 Description de la géométrie de l'actionneur modélisé

Comme notre simulation est bidimensionnelle (2D), le modèle est considéré comme une structure rectangulaire de dimension ($400\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$). Elle est composée de deux électrodes planes et parallèles, les dimensions de l'électrode supérieure sont de $100\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$, tandis que la seconde électrode couvre toute la surface inférieure du diélectrique. La couche diélectrique est de $50\mu\text{m}$ d'épaisseur avec une permittivité relative égale à 5. La géométrie est composée de deux champs différents ; le premier représente l'actionneur et le deuxième représente la zone d'écoulement d'air, respectivement.

Cette géométrie est inspirée du modèle proposé par *J.P Boeuf et Pitechford* [10]. La représentation de la structure est illustrée sur la figure IV-2.

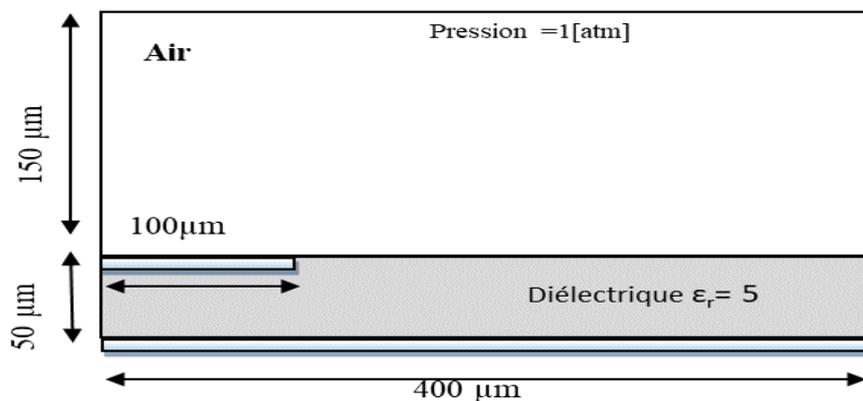


Figure IV-2. Géométrie de l'actionneur à plasma DBD modélisé pour l'écoulement de l'air à la pression atmosphérique.

IV-2-2 Modèle physique

Pour cette modélisation, nous considérons un modèle de type fluide auto-cohérent, bidimensionnel pour l'étude numérique de l'actionneur plasma SDBD à pression atmosphérique. Les équations de continuité et de quantité de mouvement, couplées à l'équation de Poisson, déjà présentées dans le chapitre II, sont résolues pour décrire la décharge électrique au sein de l'actionneur SDBD, tandis que la résolution des équations de Navier-Stokes permettra de décrire l'écoulement du gaz. Les hypothèses utilisées sont celles d'un plasma faiblement ionisé et non thermique. L'air est considéré comme un fluide incompressible en régime d'écoulement

laminaire à mouvement ordonné et régulier. La méthode des éléments finis est choisie pour la résolution de l'ensemble des équations différentielles aux dérivées partielles par le logiciel COMSOL Multiphysics [11].

IV-2-3 Conditions de la simulation

Afin de définir le modèle numérique proposé, le système d'équations régissant les deux physiques est complété par des valeurs de conditions aux limites et initiales adéquates pour l'étude de l'écoulement et de la décharge électrique.

Les conditions aux limites pour la décharge SDBD sont les mêmes que celles utilisées pour la décharge VDBD. Ces conditions sont décrites en détail dans le chapitre II. Dans ce chapitre nous ne présenterons que les conditions initiales choisies pour le contrôle de l'écoulement de l'air.

➤ Conditions initiales

Pour chaque simulation il est nécessaire de commencer par des valeurs initiales, celles considérées dans cette étude sont :

- une valeur initial de la vitesse en $x=0$: $U_0=0.544$ (m/s), pour initier l'écoulement du fluide
- des constantes physiques pour le plasma d'air à température ambiante et à pression atmosphérique [12-14] :
 - la densité $\rho = 1.184$ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
 - la viscosité dynamique $\mu = 1.85e^{-5}$ [$\text{kg} / \text{m} \cdot \text{s}$]

Avec ces données, le nombre de Reynolds calculé est égal à 14,95, il confirme le choix du régime d'écoulement laminaire.

➤ Maillage

Le maillage est parmi les étapes nécessaires pour compléter la simulation. Il joue un rôle qualitatif sur les résultats de la simulation. Dans notre cas, nous avons choisi un maillage triangulaire « **Free triangulaire** ». Comme l'illustre la figure IV-3, le maillage étudié ne prend en considération que le domaine du plasma. Le nombre d'éléments du maillage est de 4662.

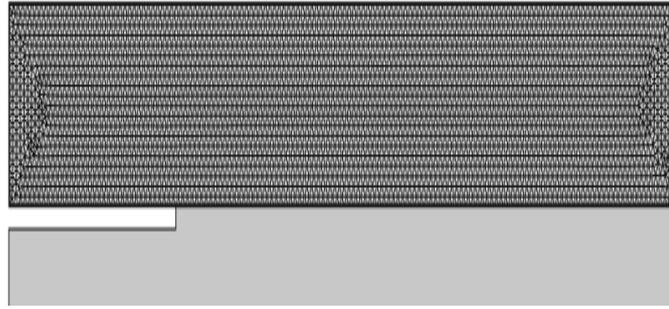


Figure IV-3 Représentation du maillage Free triangulaire pour l'actionneur.

IV-3 Résultats de l'écoulement

Avant de présenter les résultats, nous rappelons les quatre différentes configurations que nous avons considérées dans l'étude de l'écoulement de l'air dans le domaine de l'actionneur plasma. Elles sont présentées sur la figure VI-4.

La différence entre ces configurations réside dans l'emplacement de l'entrée de l'air sur les parois et le nombre d'électrodes supérieures considérées.

- Dans la 1^{ère} configuration (a), l'entrée du gaz est parallèle à l'électrode supérieure.
- Dans la 2^{ème} configuration (b), l'entrée du gaz est perpendiculaire à l'électrode supérieure avec une ouverture égale à la longueur de l'électrode.
- Dans la 3^{ème} configuration (c), nous avons une entrée de gaz sur les deux cotés, l'une est parallèle et l'autre est perpendiculaire à l'électrode.
- Dans la 4^{ème} configuration (d), nous avons considéré trois électrodes supérieures de même dimensions ($100\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$) espacées de ($50\mu\text{m}$) les unes des autres. Le gaz est introduit à partir d'une ouverture parallèle aux électrodes.

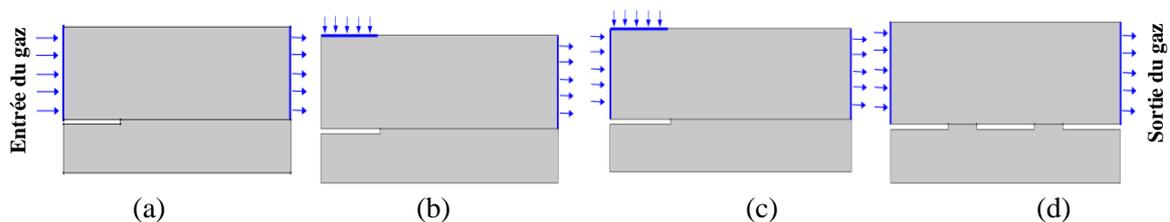


Figure IV-4 Les différentes configurations d'arrivée de l'air considérées dans la simulation de l'écoulement sur l'actionneur plasma

Les résultats obtenus sont donnés en termes de profils de vitesse d'écoulement. La représentation surfacique pour les quatre configurations est illustrée sur la figure IV-5.

A partir de ces figures, nous remarquons que la vitesse augmente sur l'électrode supérieure, puis elle diminue progressivement jusqu'à la sortie du gaz, dans le cas des géométries (a) et (d). Cependant, dans les géométries (b) et (c), on peut remarquer que la valeur maximale de la vitesse est située au bord de l'électrode à $100\ \mu\text{m}$, puis elle s'annule à la sortie.

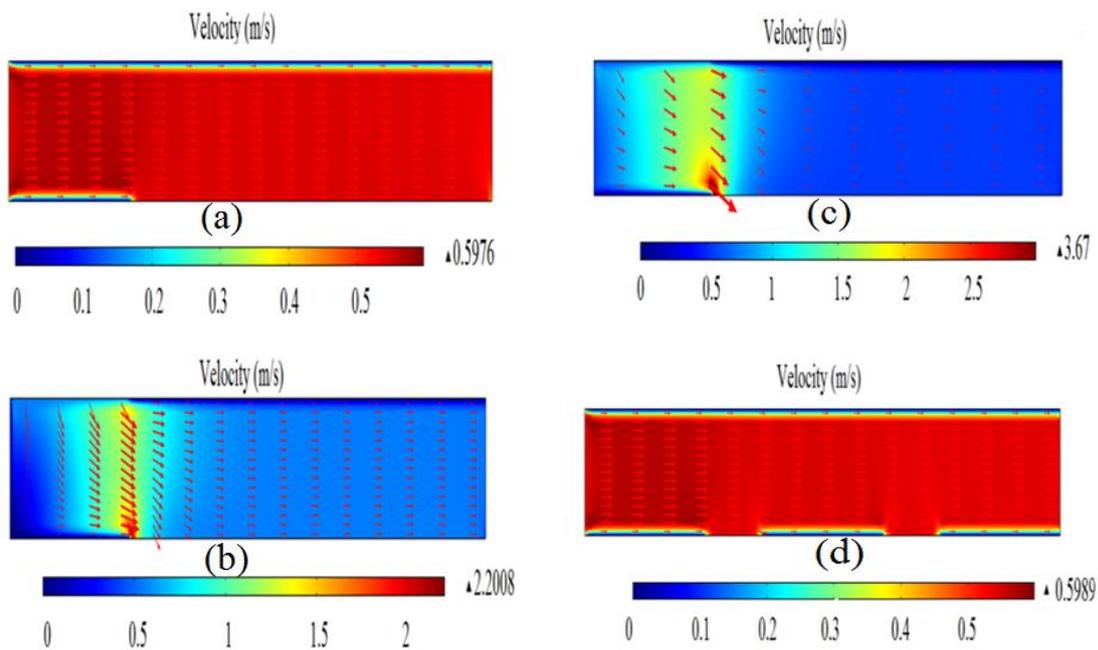


Figure IV-5 Profiles (2D) de la vitesse (m/s) d'écoulement du fluide pour différentes géométries.

Pour représenter la variation de la vitesse d'écoulement le long de l'actuateur, nous avons considéré les résultats du calcul obtenus pour la ligne de coupe « Cut line » faite entre le point $(x = 0, y = 75\ \mu\text{m})$ et le point $(x = 400\ \mu\text{m}, y = 75\ \mu\text{m})$, au-dessus de la surface du diélectrique illustrée sur la figure IV-6.

La représentation unidimensionnelle de la vitesse d'écoulement est illustrée sur la figure IV-7. Le tracé obtenu, à cette distance de la surface, montre que l'emplacement de l'entrée pour chaque configuration et le nombre d'électrodes supérieures influent sur le profil de vitesse développé dans la direction principale de l'écoulement, pour les différentes géométries.

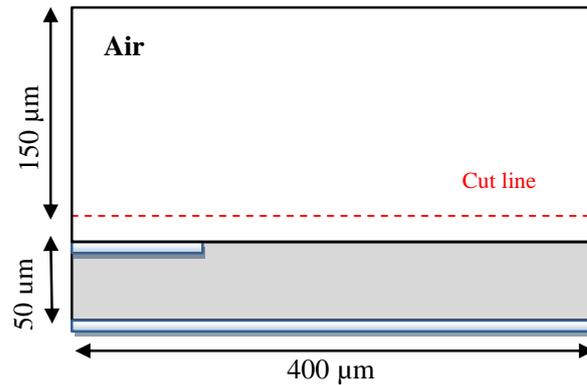


Figure IV-6 « Cut line » utilisée pour la vitesse d'écoulement calculée pour l'actionneur à plasma d'air à pression atmosphérique.

La figure IV-7 (a) montre que le profil de la vitesse d'écoulement, débute avec une valeur de 0,544 m/s qui est la vitesse initiale d'écoulement du gaz, elle augmente faiblement jusqu'à 0,57 m/s. Cette valeur maximale est stabilisée le long de l'électrode, qui est de 100 μm de long, puis diminue jusqu'à 0,528 m/s à la surface de sortie.

Sur la figure IV-7 (b), la vitesse, à l'entrée de l'actionneur, est inférieure à la valeur initiale, puis augmente sur le bord de l'électrode avec une valeur de 1,175 m/s. par la suite elle diminue et prend sa valeur initiale jusqu'à la sortie.

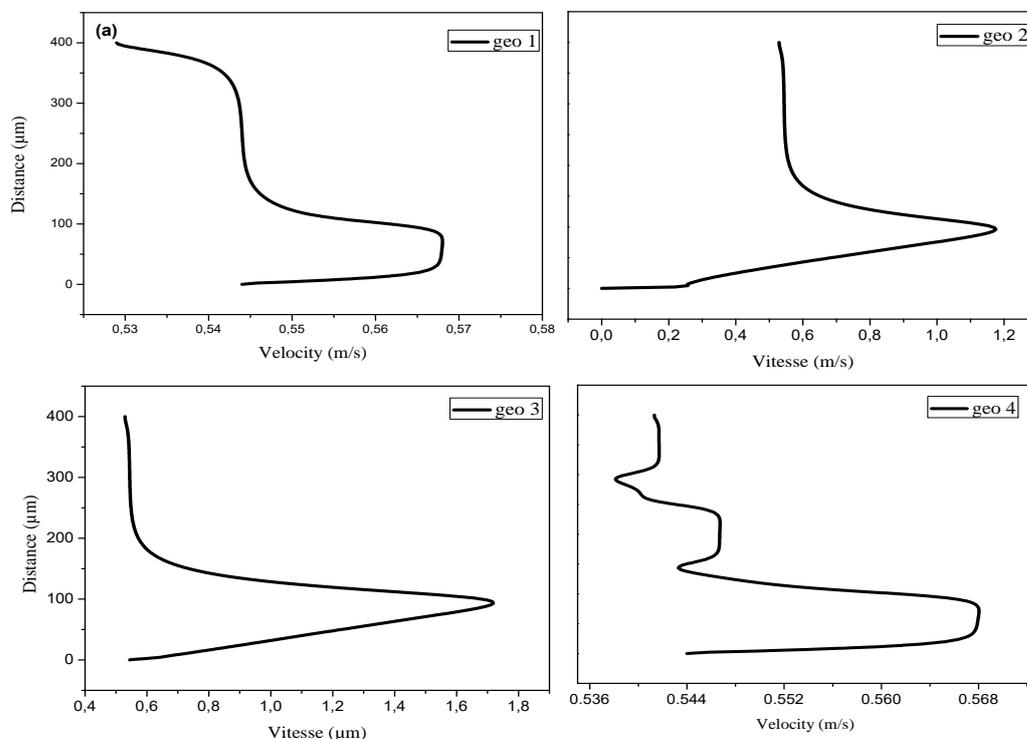


Figure IV-7 Variation axiale de vitesse d'écoulement pour différents géométries.

Le profil de vitesse de la figure IV-7 (c) est similaire à celui de la figure IV-7 (b) avec une petite différence au niveau de la valeur de la vitesse de départ. La valeur maximale, dans ce cas, est fixée à 1,72 m/s résultant de deux entrées d'air.

Il est montré, à partir de la figure IV-7 (d), que la forme de la vitesse d'écoulement est différente des cas précédents. Le profil de vitesse présente trois pics distincts correspondant à la présence de trois électrodes supérieures. Nous pouvons voir que la vitesse sur la première électrode est importante par rapport à la seconde qui est supérieure à celle sur la troisième électrode.

D'après ces résultats, les profils de vitesse obtenus expliquent que, quelle que soit l'emplacement de l'entrée du gaz ou la valeur de la vitesse initiale, le flux de fluide est dans chaque cas entraîné par la géométrie de l'actionneur et accéléré vers la sortie. La faible augmentation des valeurs de vitesse, dans notre cas, est due à l'absence de tension appliquée qui est nécessaire pour générer le plasma sur la surface du diélectrique qui donne une force de corps électrohydrodynamique (EHD) nécessaire pour accélérer l'écoulement du fluide.

Le profil de la vitesse obtenu pour les géométries (b) et (c) est similaire à celui obtenu dans la littérature [15-22], ce qui a permis d'appuyer la validité de notre modélisation.

Comme la tension appliquée à l'électrode supérieure contrôle le plasma de surface et la vitesse d'écoulement du fluide, et comme nous avons considéré dans cette partie un actionneur avec plasma éteint (OFF), nous avons représenté la distribution axiale bidirectionnelle de la variation de la vitesse pour les différentes géométries pour différentes valeurs de la vitesse initiale du gaz. Les résultats de la simulation sont illustrés sur la figure IV-8, pour une vitesse initiale variant de 0,45 m/s à 2,5 m/s.

D'après la figure IV-8 (a), nous remarquons que la vitesse maximale est obtenue au-dessus de la surface de l'électrode. La valeur de la vitesse maximale est constante tout au long de l'électrode supérieure. On remarque aussi une faible variation de la vitesse, allant de 0.36 (m/s) à 2.6 (m/s).

La figure IV-8 (b), montre une augmentation de la vitesse au centre de la structure puis une diminution jusqu'à la stabilisation à sa valeur initiale (0.45 à 2.5 (m/s)) avec une variation de 0.4 (m/s) jusqu'à 2.95 (m/s).

De même, l'amplitude de la vitesse d'écoulement induite sur la figure IV-8 (c), passe de 1,41 (m/s) à 7,91(m/s) pour des valeurs initiales de 0.45 à 2.5 (m/s) et sa valeur maximale du profil augmente avec la vitesse initiale.

Par ailleurs, le résultat obtenu sur la figure IV-8 (d) présente un profil de vitesse avec trois légers pics correspondant à la présence des trois électrodes supérieures. L'augmentation de la valeur initiale de la vitesse produit une faible augmentation de la vitesse d'écoulement d'air qui varie de 0.47 (m/s) jusqu'à 2.61 (m/s).

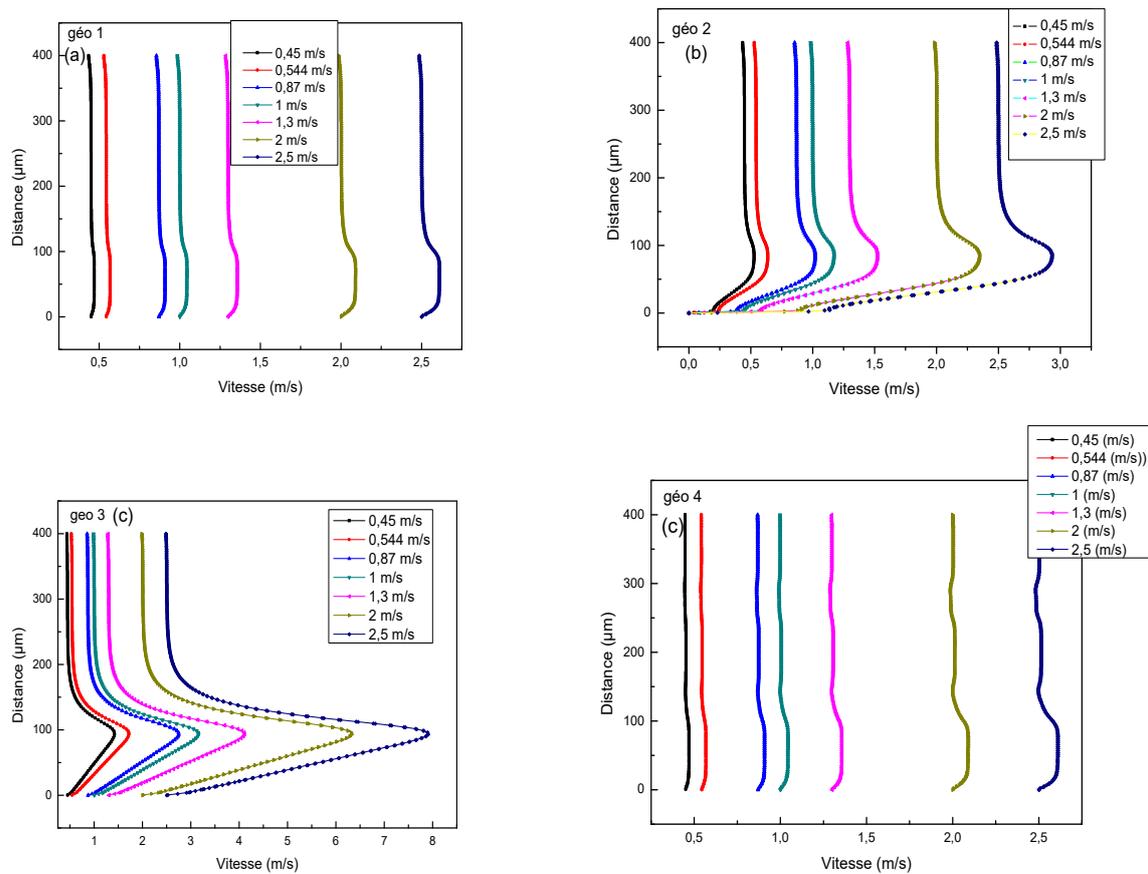


Figure IV-8 Variation axiale de la vitesse d'écoulement en fonction de la vitesse initiale pour les différentes configurations.

A partir des résultats illustrés sur la figure IV-8, nous avons reporté, sur la figure IV-9, l'évolution de la valeur de la vitesse maximale en fonction de la vitesse initiale d'écoulement pour les structures considérées.

Comme le montre la figure, la relation entre les deux vitesses est quasi-linéaire, elle peut être représentée par la relation : $V_{\max} = \alpha * V_{\text{in}}$.

La valeur du coefficient α est de l'ordre de 1.055 pour les configurations 1,2 et 4 et de l'ordre de 3.15 pour la configuration 3.

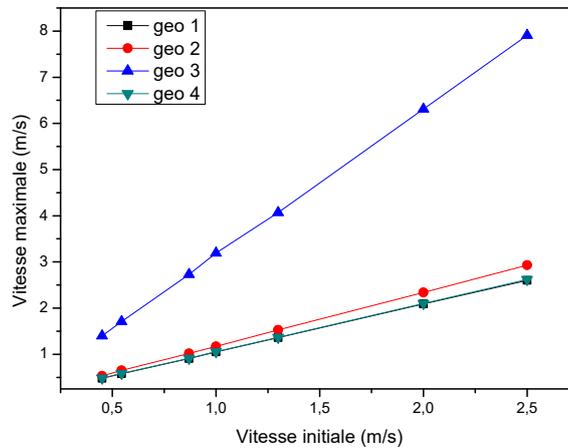


Figure IV-9 Variation de la vitesse d'écoulement maximale en fonction de la vitesse initiale

IV- 4 Résultats de simulation de la décharge à barrière diélectrique surfacique (SDBD)

Nous consacrons ce paragraphe au résultat de la simulation bidimensionnelle (2D) de l'actionneur plasma à barrière diélectrique surfacique (SDBD), dans le cas de l'écoulement de l'hélium à la pression atmosphérique. L'actionneur plasma DBD est constitué de deux électrodes, l'une est exposée au gaz et alimentée par une tension constante $V_0=1.2$ kV et l'autre au matériau diélectrique et elle est reliée à la masse. Nous avons considéré, dans cette étude, deux emplacements différents de l'électrode supérieure ; dans la première configuration l'électrode est placée à gauche de la structure, tandis que dans la deuxième, l'électrode est placée au centre de l'actionneur. La tension constante est introduite dans le logiciel de simulation sous la forme $(V=V_0 * \text{Tanh}(5.10^8 * t))$ [23]. La permittivité relative du diélectrique est $\epsilon_r=5$ avec une épaisseur de diélectrique de $50\mu\text{m}$. La densité des électrons et des ions à $t=0$ est supposée être uniforme dans le volume et égale à $n_{e0}=n_{i0}=10^{10} \text{ m}^{-3}$. Nous avons supposé dans cette étude que le mécanisme dominant est l'émission d'électrons secondaires due à l'impact ionique. Une valeur de 0,05 est prise pour le coefficient d'émission secondaire des électrons.

La variation spatio-temporelle des divers paramètres du plasma, pour les deux configurations, et à différents instants de la simulation ($t=35,50$ et 70 ns) est présentée respectivement sur les figures IV- 10,11 ,12 et 13.

Le profil 2D de la densité électronique est illustré sur la figure IV-10. La densité des électrons atteint une valeur maximale de $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ près de l'anode pour la première configuration (figure IV-10 (a)) et une valeur maximale de $2.97 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ pour la seconde (figure IV-10 (b)), à $t = 35 \text{ ns}$. La forme de la densité des électrons progresse dans le temps et atteint une valeur de $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $6 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (figures IV-10 (a) et (b)), respectivement.

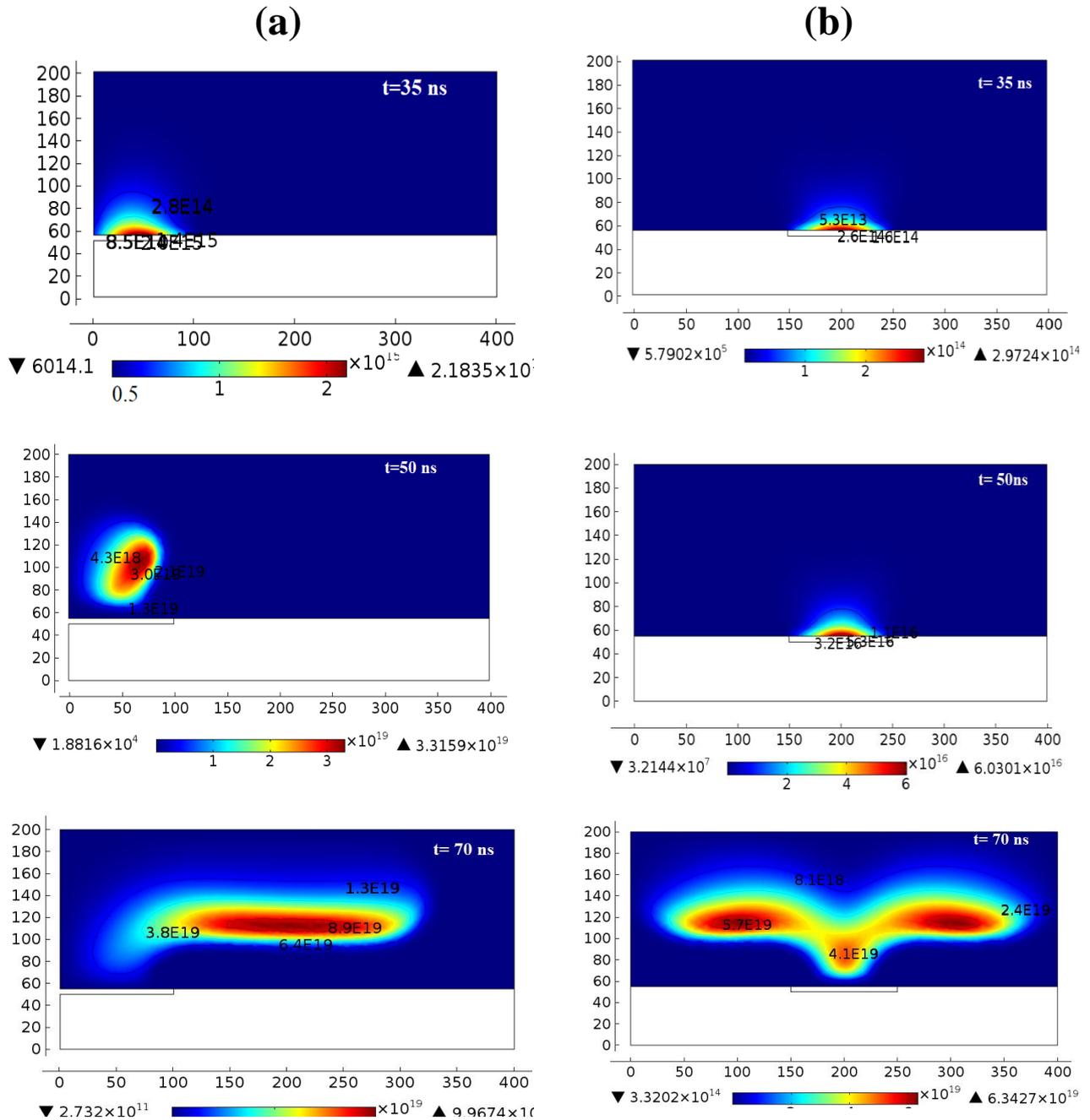


Figure IV-10 Variation 2D de la densité électronique à $t = 35, 50$ et 70 ns
 (a) L'électrode de la HT à gauche
 (b) L'électrode de la HT au centre

À $t = 70$ ns, la forme du nuage d'électrons se propage le long de la surface du diélectrique et la densité atteint une valeur maximale de $8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Par contre, lorsque l'anode est située au centre, le nuage d'électrons diffuse du centre de l'électrode vers les deux côtés de la surface du diélectrique avec une valeur maximale de $4.87 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ côté gauche et $5.96 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ côté droit.

Le même comportement est observé pour la densité ionique ; la région du plasma apparaît près de l'anode comme c'est illustré sur la figure IV-11.

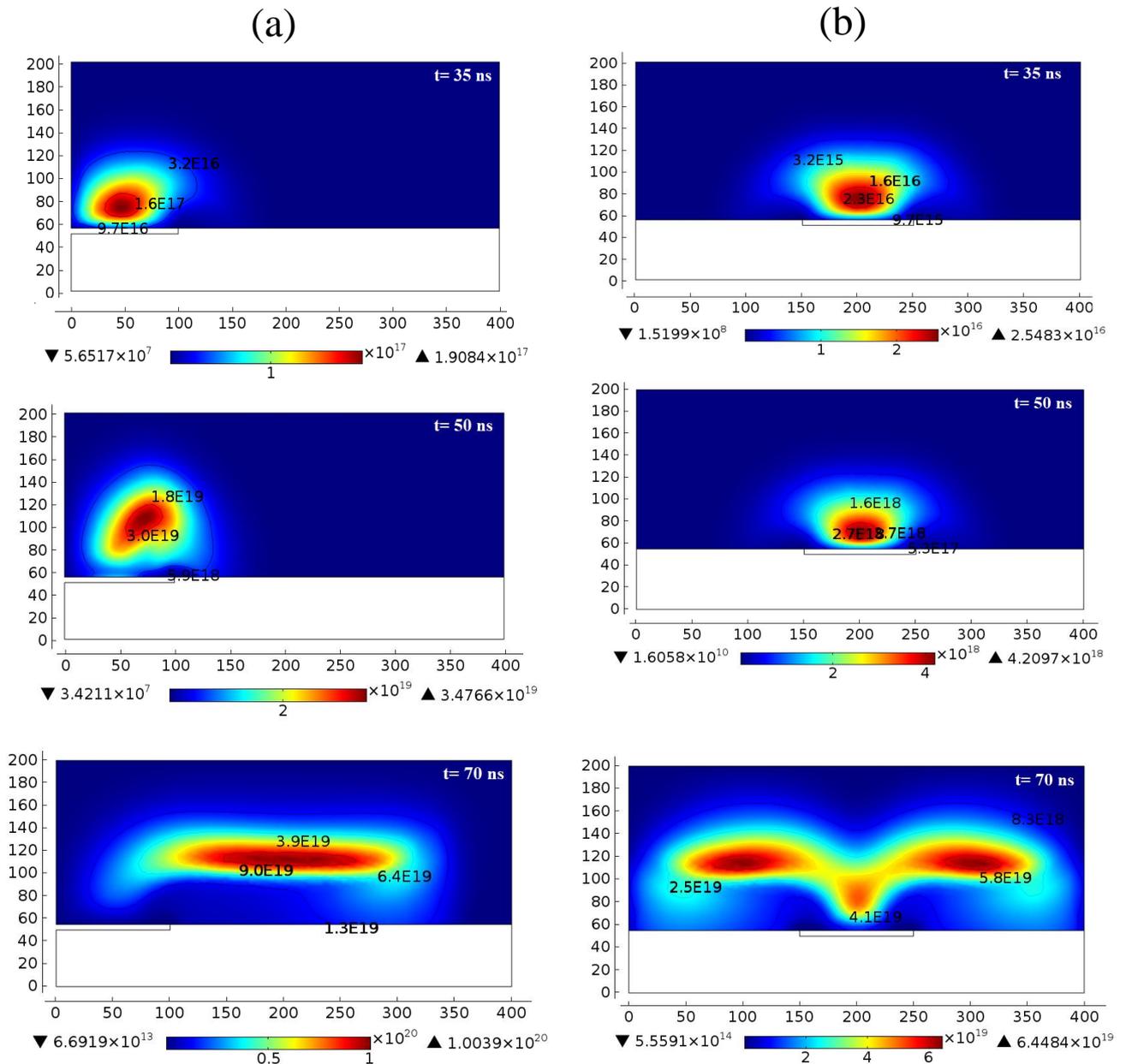


Figure IV-11 Variation 2D de la densité ionique à $t=35,50$ et 70 ns
 (a) L'électrode de la HT à gauche
 (b) L'électrode de la HT au centre

Pour la figure IV-11 (a), on remarque une formation d'une gaine d'ions qui se forme et se dilate le long de la surface du diélectrique, l'étalement du plasma sur la longueur ne se fait que sur 200 μm . Avec la variation temporelle jusqu'à l'arrivée à $t = 70$ ns, la densité d'ions atteint la valeur maximale de $9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. De même, pour la figure IV-11 (b), la gaine des ions est formée et elle se propage du centre vers les extrémités de l'actionneur, avec un maximum de la densité ionique à environ 100 et 300 μm , avec des valeurs de $2.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à 100 μm et $5.78 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à 300 μm .

Selon les figure IV-10 et IV-11, nous remarquons aussi que les densités électronique et ionique sont faibles dans les extrémités de l'actionneur, mais elles sont fortes dans la zone plasma qui s'étale le long de la direction axiale de la géométrie.

Les figures IV-12 et IV-13 représentent la distribution du potentiel électrique, à différents instants, pour les deux configurations, respectivement. On voit que la valeur maximale du potentiel plasma se trouve au dessus de l'électrode de la haute tension, puis elle diminue en s'éloignant de ce dernier.

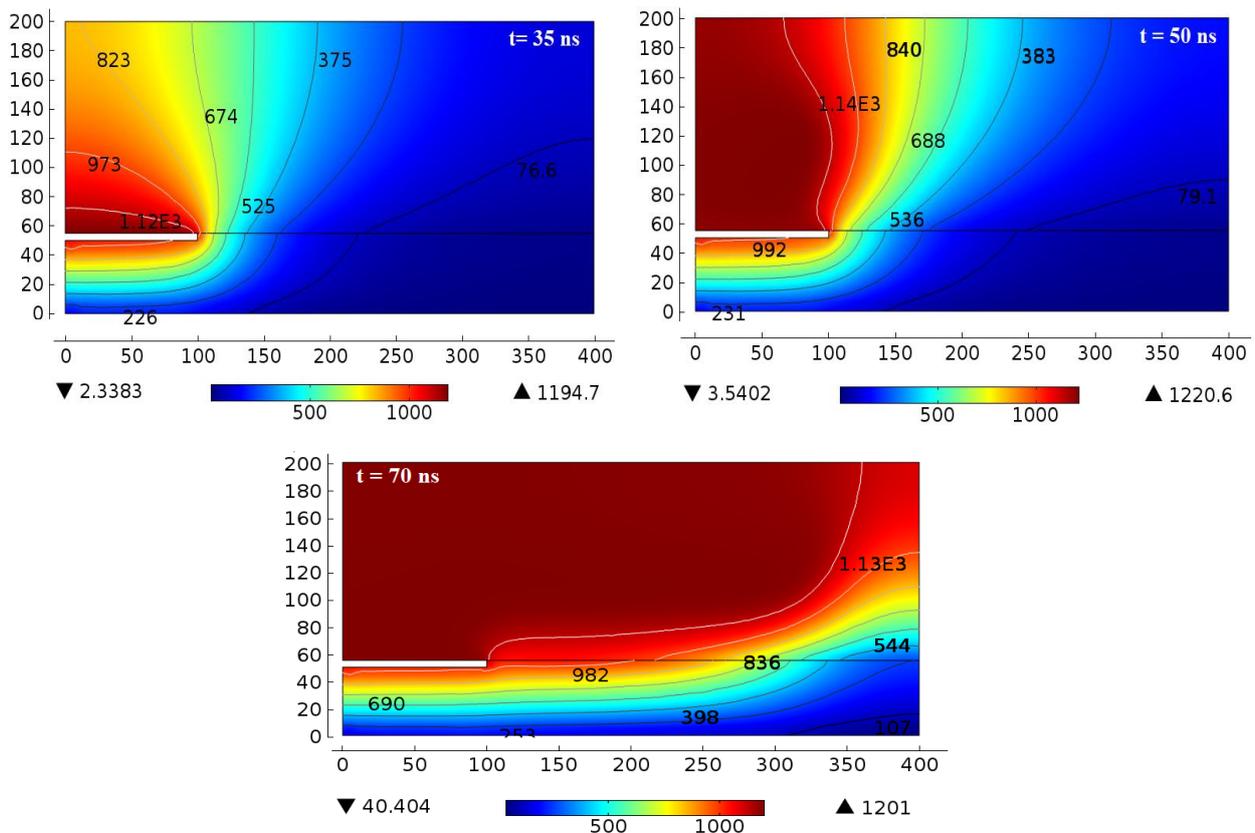


Figure IV-12 Profil du potentiel électrique pour $t = 35$ ns, 50 ns et 70 ns

Lorsqu'on applique une tension à l'électrode supérieure (anode), le claquage dans le gaz se produit et les électrons se déplacent vers le diélectrique, produisant un plasma faiblement ionisé et libérant des ions positifs, en faisant varier le temps de 35 ns à 70 ns, le potentiel sur la surface diélectrique augmente et cela crée des ions positifs qui sont collectés par la surface du diélectrique qui est chargé donc positivement. Cette augmentation du potentiel repousse les ions positifs toujours plus loin le long de la surface (on a vu cet effet sur la figure IV-11).

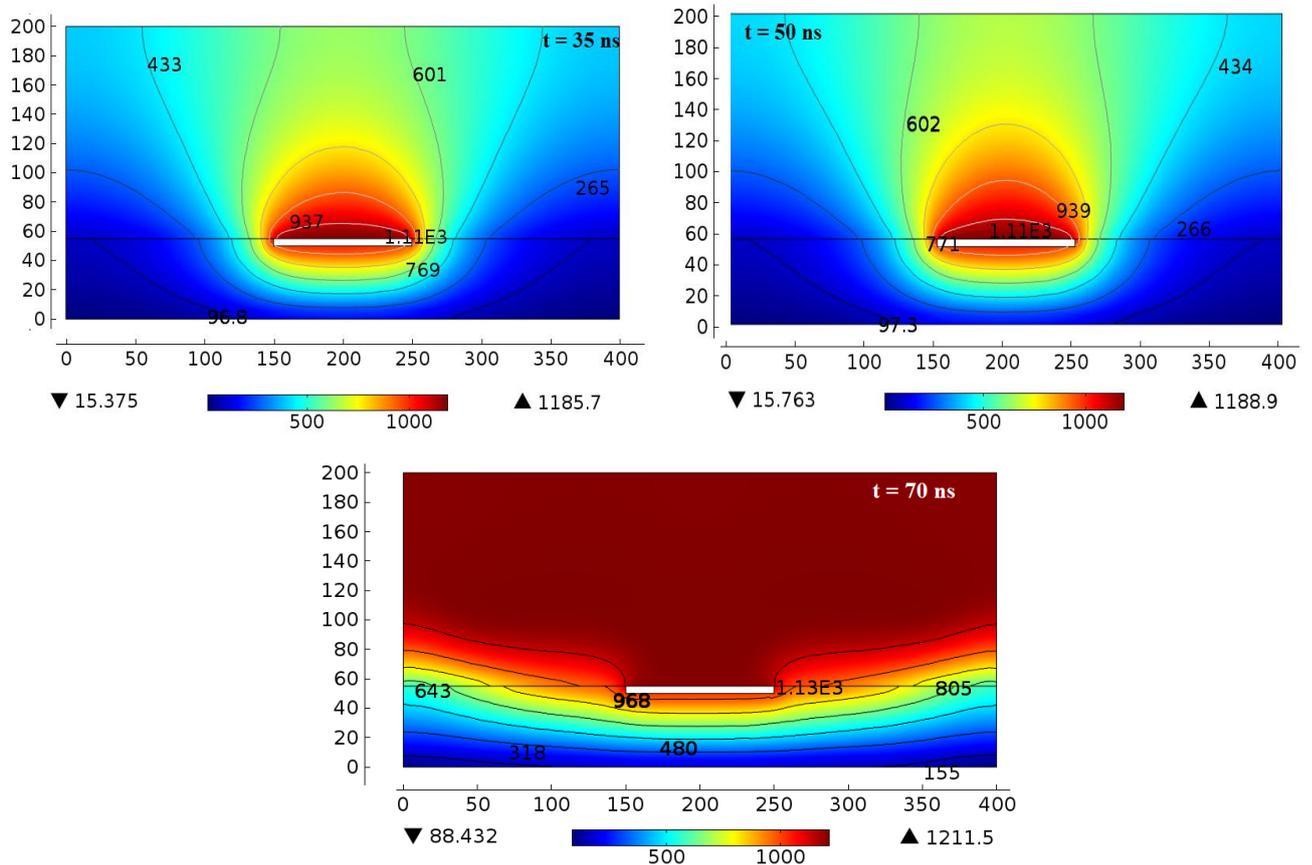


Figure IV-13 Profil du potentiel électrique pour $t = 35 \text{ ns}$, 50 ns et 70 ns (Anode au centre de l'actuateur)

De même pour la figure IV-13, on remarque que le potentiel électrique augmente avec le temps du centre vers la surface du diélectrique où il se rapproche du potentiel de l'anode. C'est également la région où la plus forte concentration de plasma est observée.

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats de l'étude de l'effet du type de diélectrique et de la valeur du taux d'émission d'électrons secondaires sur les caractéristiques de la décharge.

IV-4-1 Effet de la valeur de la constante diélectrique

Nous nous sommes intéressées dans cette section à l'influence du matériau diélectrique utilisé sur les caractéristiques de la décharge de la SDBD. Les résultats de la simulation sont donnés en fonction de la valeur de la constante diélectrique ϵ_r . Les différents matériaux qui sont particulièrement utilisés, au cours des études expérimentales sur les actionneurs à barrière diélectrique de surface, sont le téflon, le plexiglas, le kapton, le verre et le macor [24-26]. Ainsi, nos calculs sont effectués pour des valeurs de ϵ_r de 2.1(Téflon), 2.8 (Plexiglas), 3.9 (Kapton) et 6 (Macor), respectivement. L'épaisseur du diélectrique est maintenue constante, égale à 50 μm et la tension appliquée est de 1.2 kV.

La distribution spatiale de la densité de charge superficielle accumulée sur la surface du diélectrique près du bord de l'anode est illustrée sur la figure IV-14.

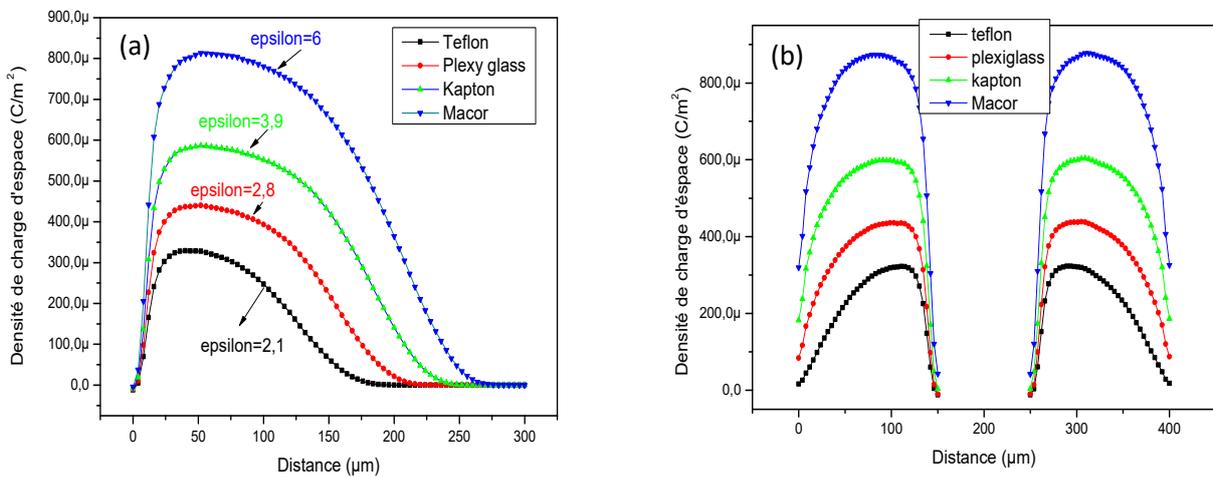


Figure IV-14 Distribution spatiale de la densité de charge superficielle à $t = 70 \text{ ns}$ pour différentes valeurs de ϵ_r .

Il est clair, d'après ces figures, que les charges accumulées sur la surface du diélectrique sont positives. Les résultats de la simulation montrent que la valeur de la constante diélectrique a un grand effet sur les caractéristiques de décharge. Nous remarquons que la variation de ϵ_r de 2,1 à 6 entraîne une augmentation de la densité de charge superficielle accumulée sur le diélectrique de 328 ($\mu\text{C} / \text{m}^2$) à 817 ($\mu\text{C} / \text{m}^2$), avec un étalement de 175 μm à 275 μm respectivement, le long du diélectrique pour la figure IV-14 (a).

Sur la figure IV-14 (b), nous remarquons que la valeur de la densité de charge augmente aussi avec l'augmentation de la permittivité relative et nous constatons que les charges s'accumulent de part et d'autre de l'électrode centrale le long du diélectrique, de façon symétrique. La densité

de charge atteint une valeur maximale de $322\mu\text{C} / \text{m}^2$ pour le Téflon ($\epsilon_r = 2,1$) à $882\mu\text{C} / \text{m}^2$ pour le Macor ($\epsilon_r = 6$). Dans cette configuration la densité de charge est répartie sur le diélectrique de part et d'autre de l'anode pour les différentes valeurs de ϵ_r .

L'évolution bidimensionnelle de la densité ionique, en fonction des valeurs de ϵ_r , est illustrée sur les figures IV-15 et IV-16. La densité d'ions augmente de 5×10^{19} à environ $10 \times 10^{19} \text{ (m}^{-3}\text{)}$ avec l'augmentation de la valeur de ϵ_r dans le cas de l'électrode positionnée à l'extrémité gauche de l'actionneur (figure IV-15).

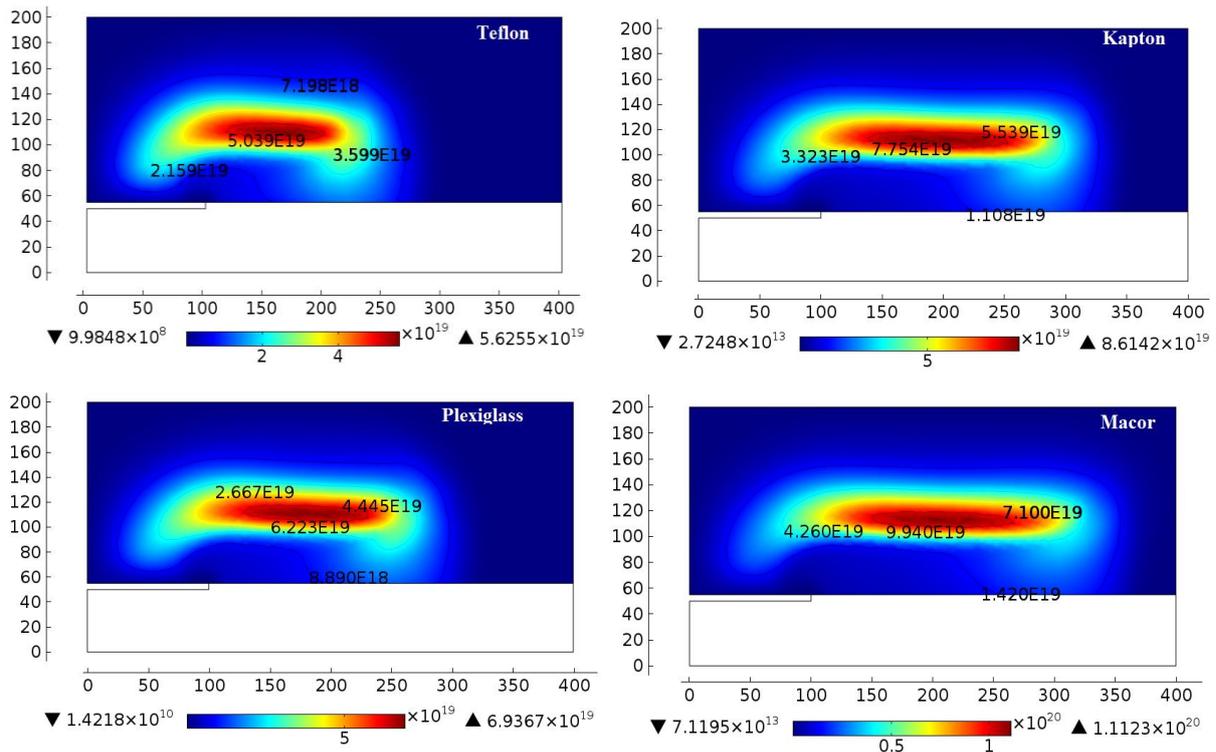


Figure IV-15 Propagation de la densité ionique pour différentes valeurs de la permittivité relative de diélectrique variant de $= 2.1-2.8-3.9$ et 6 .

Sur la figure IV-16 nous remarquons une légère différence, mise à part l'évolution de la densité ionique avec la valeur de ϵ_r . En effet, lorsque le diélectrique utilisé est le Téflon, la valeur maximale de la densité ionique est concentrée au-dessus du centre de l'anode avec une valeur de $3.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Lorsqu'on utilise des diélectriques avec des valeurs de permittivité qui augmentent jusqu'à 6, les ions diffusent vers la surface du diélectrique jusqu'à atteindre une densité de $3.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ sur la surface diélectrique côté gauche et de $6.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ côté droit.

Ainsi, ces résultats montrent bien que le type de diélectrique influe sur la propagation du nuage ionique et ce quel que soit la configuration de l'actionneur.

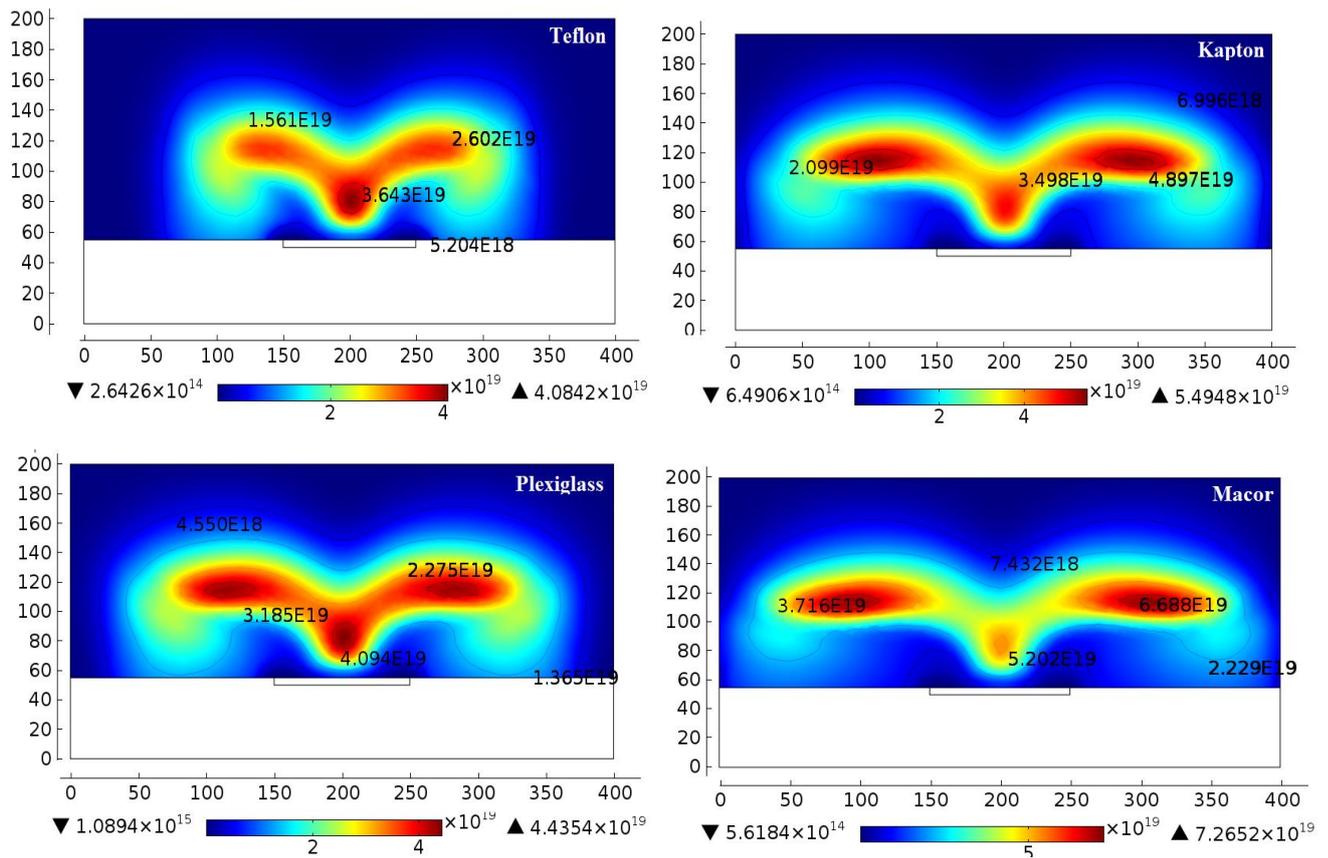


Figure IV-16 Propagation de la densité ionique pour différentes valeurs de la permittivité relative de diélectrique variant de = 2.1-2.8-3.9 et 6 (anode au centre).

IV-4-2 Effet de la valeur du coefficient d'émission secondaire

L'effet de l'émission d'électrons secondaires sur la décharge plasma est traité dans cette étude pour deux valeurs de γ_i , soit $\gamma_i = 0,01$ et $0,05$. Les résultats de la simulation sont donnés pour le potentiel électrique, la densité d'ions et la densité de charge d'espace, respectivement.

La distribution de la densité ionique, représentée sur la figure IV-17 (a), a une valeur maximale concentrée au-dessus de l'anode d'environ 2×10^{18} (m^{-3}) pour $\gamma_i = 0,01$ et plus importante, de 9×10^{19} (m^{-3}) pour $\gamma_i = 0,05$.

Pour la seconde configuration, nous avons obtenu une concentration ionique de $5,62 \times 10^{16}$ m^{-3} lorsque $\gamma_i = 0,01$ (figure IV-17 (b)). Une aussi importante augmentation est observée, dans ce cas, pour un coefficient γ_i de $0,05$.

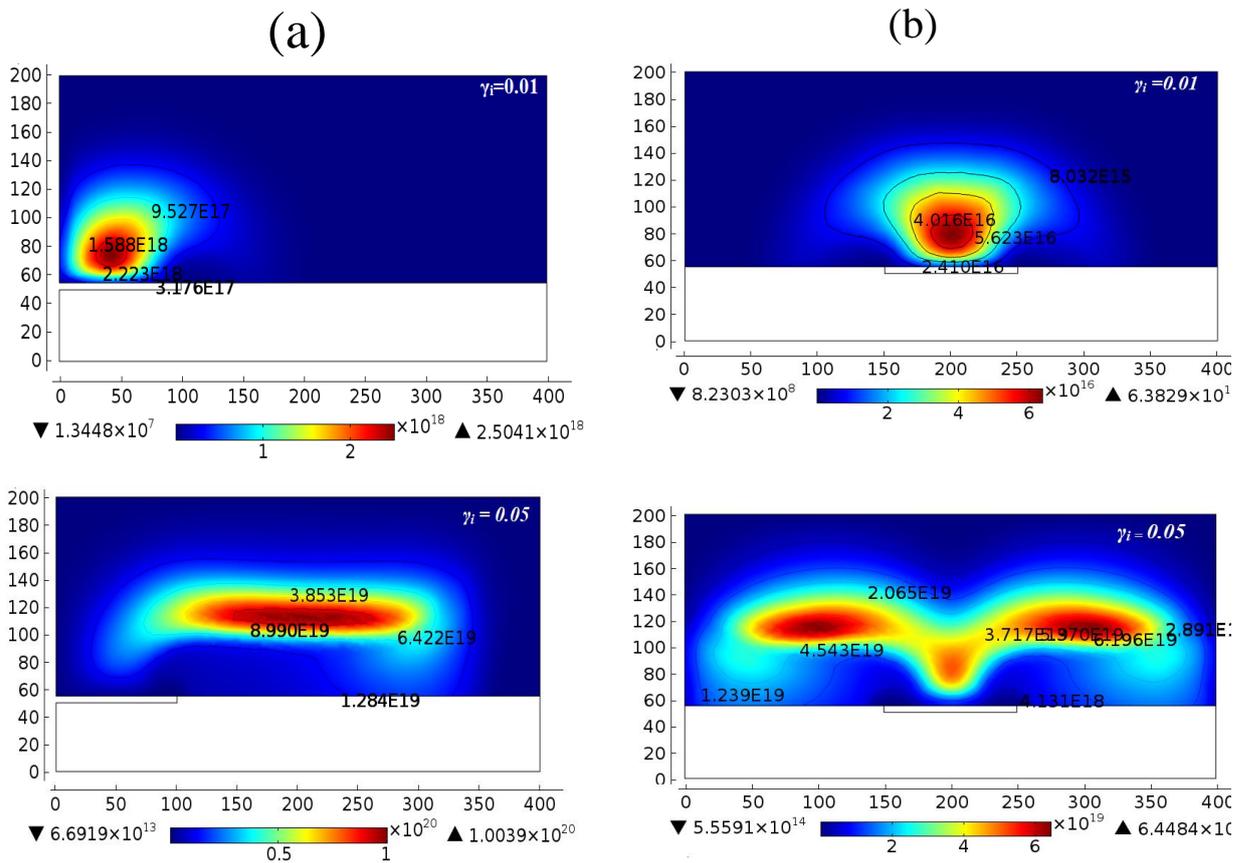


Figure IV-17 Propagation de la densité ionique pour un coefficient d'émission secondaire γ_i égal à 0,01 et 0,05.

En effet, pour les mêmes conditions de décharge, nous remarquons que le nuage de la densité ionique n'est plus concentré sur l'électrode, mais qu'il a déjà diffusé vers les deux cotés de l'électrode avec des valeurs maximales de 4.5×10^{19} et $6.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Ainsi, cette étude nous montre qu'un fort coefficient d'émission secondaire des électrons par l'électrode peut, non seulement, influencer sur la densité de charges présentes, mais aussi sur l'étalement de la charge.

Le calcul du potentiel électrique, pour les deux valeurs du coefficient d'émission secondaire, a donné les résultats reportés sur la figure IV-18.

D'après ces résultats, nous remarquons que le potentiel électrique, qui est localisé sur l'anode pour la valeur de l'émission secondaire $\gamma_i = 0.01$, augmente et s'étale de l'anode jusqu'à toute la surface de décharge pour $\gamma_i = 0.05$.

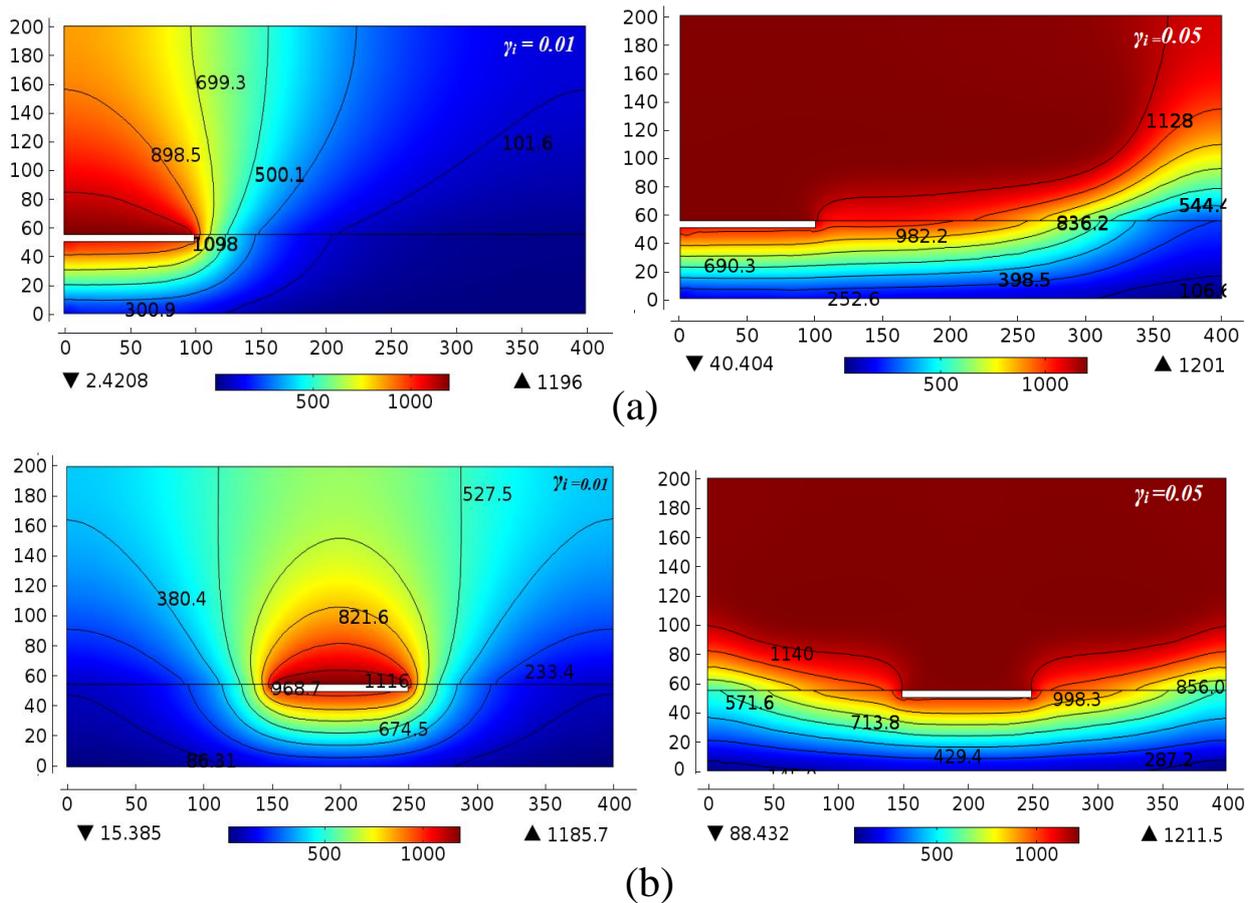


Figure IV-18 Distribution en 2D du potentiel électrique pour un coefficient d'émission secondaire γ_i de 0,01 et 0,05.

La distribution de la densité de charge surfacique est présentée sur la figure IV-19, pour les deux valeurs du coefficient d'émission d'électrons secondaires, à l'instant $t = 70$ ns. Sur la figure IV-19 (a), les résultats montrent que la densité de charge de surface pour $\gamma_i = 0,01$ est très inférieure (496 nC/m^2) à celle pour $\gamma_i = 0,05$ ($714 \mu\text{C} / \text{m}^2$). On peut remarquer aussi que la valeur maximale de la densité de charge d'espace pour $\gamma_i = 0,01$ se situe au milieu de l'anode par contre pour $\gamma_i = 0,05$, la valeur maximale de la densité de charge d'espace s'étale le long de la surface diélectrique sur une distance de $250 \mu\text{m}$.

La valeur de la densité de charge d'espace sur la figure IV-19 (b) atteint une valeur maximale de 140 nC/m^2 pour $\gamma_i = 0,01$ et une valeur de 758 nC/m^2 pour $\gamma_i = 0,05$. Noter que la progression de la densité de charge d'espace positive augmente le potentiel de la surface diélectrique présent sur la figure IV-18 jusqu'à atteindre progressivement le potentiel de l'anode.

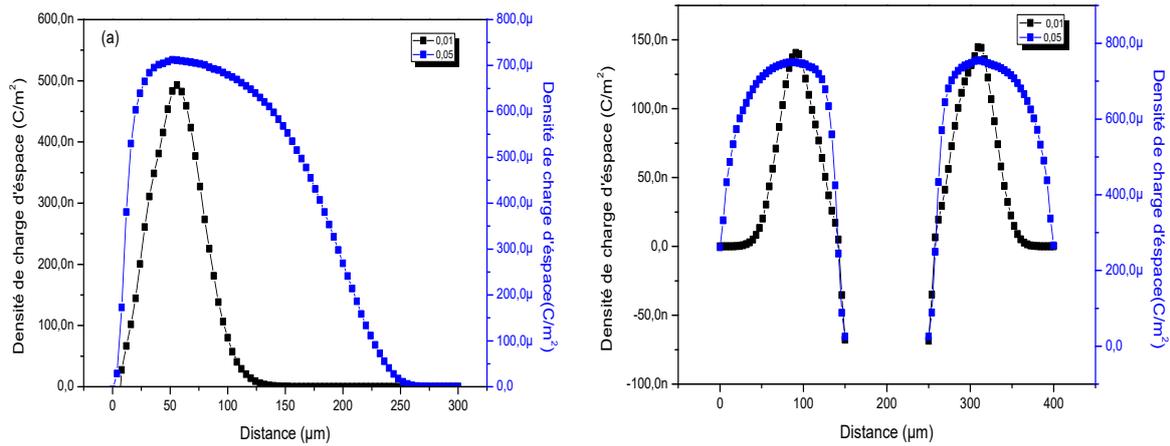


Figure IV-19 Distribution spatiale de la densité de charge d'espace pour $\gamma_i = 0,01$ et $0,05$.

IV-5 Conclusion

Nous avons dédié ce chapitre à la modélisation bidimensionnelle d'un actionneur plasma à barrière diélectrique surfacique (SDBD) pour l'étude de l'écoulement de gaz ainsi que la décharge plasma. Dans la première partie, nous avons étudié l'écoulement de l'air à pression atmosphérique et température ambiante, pour divers configurations de l'arrivée de l'air, avec des conditions initiales et aux limites bien déterminées. Les résultats de simulation, obtenus à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics, nous ont fourni le profil en 2D et la distribution de la vitesse du fluide pour les configurations considérées. À partir de cela, nous avons constaté que la géométrie a un effet remarquable sur la variation de la vitesse d'écoulement. La modification de la valeur de la vitesse initiale influe sur la vitesse de sortie du gaz d'écoulement dans l'actionneur. Nous avons vu que la vitesse est maximale sur l'électrode ce qui signifie que l'électrode joue un rôle important dans l'accélération de la vitesse.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons testé ce modèle pour la simulation de la décharge plasma. Le modèle est obtenu par résolution des équations aux dérivées partielles, par la méthode des éléments finis. L'effet de l'émission d'électrons secondaires et le type de diélectrique est abordé. Les résultats montrent que le plasma se forme au voisinage ou bien au dessus de l'anode quelque soit l'emplacement de cette dernière. Alors la région de plasma croît en volume et s'étend le long de la surface du diélectrique.

Références bibliographiques du chapitre IV

- [1] Y. Lagmich, Th. Callegari, Th. Unfer, L.C. Pitchford, and J. P. Boeuf, « *Electrohydrodynamic force and scaling laws in surface dielectric barrier discharges* », Applied Physics Letters, **90** (5), 051502 (4 pp), 2007.
- [2] Y. Lagmich, Th. Callegari, L. C. Pitchford and J. P. Boeuf, « *Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control* », J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (9), 095205 (10pp), 2008.
- [3] J.R. Roth, D.M. Sherman, « *Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma* », American Institute of Aeronautics and Astronautics, 98-0328. 1998,
- [4] E. A. Bogdanov , A. A. Kudryavtsev, A.L. Kuranov, I.E. Kozlov, T.L. Tkachenko « *2D Simulation of DBD Plasma Actuator in Air* », 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7 - 10 January, Reno, Nevada, 2008.
- [5] M. Abdollahzadeh, J. C. Páscoa , P.J. Oliveira , « *Two -dimensional numerical modeling of interaction of micro-shock wave generated by nanosecond plasma actuators and transonic flow* » , Journal of Computational and Applied Mathematics , **270** , pp. 401–416, 2014.
- [6] F. Rogier ,G. Dufour and K. Kourtzanidis , « *Numerical Simulation of sinusoidal driven DBD actuators and Comparisons with Experiments* », 45th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference, Atlanta, June 16-20, 2014.
- [7] W. Kim, H. Do, M. G. Mungal, and M. A. Cappelli, « *On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows* », Applied Physics Letters, **91** (18), 181501(3 pp), 2007.
- [8] B. Jayaraman, Y. C. Cho and W. Shyy, « *Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator* », Journal of Applied Physics, **103** (5), 053304 (14pp), 2008.
- [9] W. Shyy, B. Jayaraman, and A. Andersson, « *Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics* »; J. Appl. Phys., **92** (11), pp. 6434-6443, 2002.
- [10] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, Th. Unfer, Th. Callegari and L. C. Pitchford, « *Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge* », J. Phys. D: Appl. Phys., **40** (10), pp. 652–662, 2007.
- [11] www.comsol.com
- [12] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Air> page consultée le 30 Juin 2018
- [13] E. Pescinia, D.S. Martínezb, M.G. De Giorgia, A. Ficarellaa, « *Optimization of Micro Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Models Based on Experimental Velocity and Body Force Fields* », Acta astronautica, **116**, pp. 318-332, 2015.

- [14] G. Touchard, « *Plasma actuators for aeronautics applications - State of art review-*», International Journal of Plasma Environmental Science and Technology, **2** (1), 2008.
- [15] R. Erfani, Z. Behtash and K.Kontis, « Plasma Actuator: Influence of Dielectric Surface Temperature», Experimental Thermal and Fluid Science, **42**, pp. 258–264, 2012.
- [16] G. Dufour, F. Rogier, « *Numerical Modeling of Dielectric Barrier Discharge Based Plasma Actuators for Flow Control: the COPAIER/CEDRE Example* », Journal Aeospace Lab, **10**, 2015.
- [17] P Audier, H Rabat, A Leroy and D Hong, « *Experimental investigation of a surface DBD plasma actuator at atmospheric pressure in different N₂/O₂ gas mixtures* »; Plasma Sources Sci. Technol., **23** (6), 065045 (10pp), 2014.
- [18] P. Audier, « *Étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0012* », thèse de doctorat, Université d'Orléans, France, 2012.
- [19] E.Moreau, R. Sosa and G. Artana, « *Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry* », J. Phys. D: Appl. Phys. **41** (11), 115204 (12pp), 2008.
- [20] E. Moreau, A. Debien, N. Benard, and N. Zouzou ; « *Nanosecond-Pulsed Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator for Airflow Control Along an NACA0015 Airfoil at High Reynolds Number* »,IEEE Transactions on Plasma Science, **44** (11), pp. 2803-2811 ,2016.
- [21] K. KOURTZANIDIS, « *Modélisation numérique d'actionneurs plasma pour le contrôle d'écoulement*», thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2014.
- [22] I. Maden, R. Maduta , J. Kriegseis , S. Jakirlic , C. Schwarz , S. Grundmann , C. Tropea, « *Experimental and computational study of the flow induced by a plasma Actuator* », International Journal of Heat and Fluid Flow, **41**, pp. 80-89,2013.
- [23] L. Youssef, « *Diagnostic et Modélisation D'une Décharge A Barriere Diélectrique Pour Le Contrôle D'écoulement*», thèse de doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2007.
- [24] J. Li, L.Yang, B. Wang, J. Cai, and G.u Wang, « *Airflow Control by DBD Actuator Over an MDA Airfoil* », IEEE Transactions on Plasma Science, **42** (10), pp. 2820 – 2821, 2014.
- [25] G. Neretti, A. Cristofolini, and C. A. Borghi, « *Experimental investigation on a vectorized aerodynamic dielectric barrier discharge plasma actuator array*», Journal of Applied Physics, **115**, 163304 (13pp), 2014.
- [26] <http://f5zv.pagesperso-orange.fr/RADIO/RM/RM23/RM23B/RM23B07a.html>

Page consultée le 30 Juin 2018.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Dans ce manuscrit nous avons présenté une étude qualitative sur les décharges à barrières diélectriques (DBD) à pression atmosphérique qui sont, de nos jours, très fréquemment présentes dans des nombreuses applications industrielles. C'est un domaine de recherche très actif que ce soit du point de vue technique d'élaboration et utilisation ou du point de vue modélisation et simulation.

Dans notre travail de thèse nous nous sommes intéressées à l'étude des décharges plasmas à barrière diélectrique (DBD) en considérant les deux aspects, numérique et expérimental.

L'étude bibliographique que nous avons présentée nous a permis d'identifier les différents paramètres qui contrôlent la décharge homogène dans les DBD à pression atmosphérique ; ces derniers sont : la dimension de l'espace plasma entre les deux électrodes ; la fréquence d'excitation, l'amplitude de la tension appliquée ainsi que la composition du gaz et la nature du diélectrique.

L'objectif de cette thèse cible trois aspects de l'étude des DBD. Le premier est consacré à l'élaboration d'un modèle unidimensionnel (1D) d'une décharge DBD volumique à pression atmosphérique par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics pour la description des différentes caractéristiques des plasmas quelles soient physiques ou électriques. Le second est la simulation 2D d'un actionneur plasma à barrière diélectrique surfacique dédié au contrôle de l'écoulement de fluides et, le dernier aspect représente une étude expérimentale sur l'application de la DBD pour la production d'ozone à partir de plasmas d'oxygène et de dioxyde de carbone.

Les modèles fluides auto-cohérents élaborés pour les simulations 1D et 2D des décharges à barrière diélectrique volumique et surfacique, respectivement, sont basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann (équation de continuité, transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie d'électron) couplés à l'équation de Poisson. Cependant, les caractéristiques de l'écoulement des fluides sont décrites par le modèle hydrodynamique qui est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Les deux modèles présentés dans cette thèse sont élaborés à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics qui permet le couplage entre les différentes physiques qui peuvent décrire un composant ou

un dispositif, comme par exemple dans le cas des actionneurs où le couplage, à travers la force électro hydrodynamique, des modules plasma et écoulement de fluide, permet de simuler l'effet de la décharge créée à la surface de la DBD sur la vitesse de l'écoulement du gaz le long de cette surface. Les modèles élaborés nous ont permis de décrire les propriétés (densités de charge, champs et potentiel électriques) et les caractéristiques électriques ($I_d(t)$, $V_g(t)$ et $Q(t)$ et $Q(v)$) des décharges à barrière diélectrique (DBD) à pression atmosphérique ainsi que d'étudier l'influence de certains paramètres sur ces caractéristiques.

L'étude expérimentale, sur l'application des DBD, avait pour objectif l'étude de l'effet de la tension et la fréquence du signal appliqué à la DBD, sur la production d'ozone ainsi que l'énergie dissipée par les décharges à barrière diélectriques créées dans de l'oxygène et dans du dioxyde de carbone. Elle a été menée au sein du Laboratoire Electrohydrodynamique (EHD) et matériaux granulaires cohésifs (MGC), à l'Université de Séville en Espagne, durant le stage que nous avons effectué du 02/04/2015 au 30/06/2015

Les résultats de la simulation numérique obtenus se résument dans ce qui suit :

Dans la première partie, pour la simulation unidimensionnelle des décharges plasmas à barrière diélectrique volumique à pression atmosphérique :

- Les caractéristiques simulées des plasmas DBD d'hélium et d'argon sont en accord avec les plasmas expérimentaux rapportés dans la littérature. Les formes d'onde du courant sont typiques d'une DBD homogène qui est caractérisée par la présence d'un seul pic de courant de décharge pour chaque demi-période de la tension appliquée.
- L'augmentation de l'espace plasma de 2 à 5 mm entraîne une diminution de l'intensité des pics de courant et une augmentation de la tension de gaz. Au contraire, cet effet est observé avec des valeurs de fréquence décroissantes de 200 à 25 KHz. Cependant, l'augmentation des deux paramètres conduit à une augmentation de la durée du pic de courant.
- L'augmentation de l'épaisseur du diélectrique induit une diminution du courant de décharge et de la puissance consommée par la décharge plasma par contre

l'augmentation de la valeur de la permittivité relative entraîne une augmentation du courant de décharge et cela induit une augmentation de la puissance consommée.

Dans la deuxième partie, pour la simulation bidimensionnelle d'un actionneur plasma à barrière diélectrique surfacique (SDBD) à pression atmosphérique et à température ambiante :

- Les résultats obtenus par l'étude de l'écoulement de l'air pour diverses configurations du dispositif, avec des conditions initiales et aux limites bien déterminées, nous ont fourni le profil et la distribution de la vitesse du fluide pour les configurations considérées. La géométrie a un effet remarquable sur la variation de la vitesse d'écoulement. La modification de la valeur de la vitesse initiale influe sur la vitesse de la sortie, de l'actionneur, du gaz. Nous avons vu que la vitesse est maximale sur l'électrode ce qui signifie que cette dernière joue un rôle important dans l'accélération de l'écoulement.
- L'effet de l'émission d'électrons secondaires et celui du type de diélectrique sont abordés pour l'étude de la décharge plasma. Les résultats montrent que le plasma se forme au voisinage ou bien au-dessus de l'anode quelque soit son emplacement et que la région de plasma croît en volume et s'étend le long de la surface du diélectrique.

Dans la partie expérimentale, nous avons présenté le dispositif expérimental et ses différents éléments conçus pour l'analyse de la concentration d'ozone dans une décharge plasma DBD à pression atmosphérique sous oxygène et sous dioxyde de carbone. L'étude a été faite pour deux configurations différentes du dispositif expérimental (présence d'un et de deux diélectriques dans l'espace inter-électrodes). Les résultats obtenus ont montré que :

➤ Pour un plasma DBD d'oxygène

La concentration d'ozone croît linéairement avec l'augmentation de l'énergie alors que cette énergie augmente avec l'augmentation de la tension appliquée et la fréquence du signal. Le même comportement est observé pour la deuxième configuration (DBD avec deux diélectriques), sauf que la puissance et la concentration d'ozone sont faibles par rapport aux valeurs obtenues dans le premier cas (DBD avec un seul diélectrique).

➤ Pour un plasma DBD de dioxyde de carbone

La production d'ozone dans le dioxyde de carbone est beaucoup plus faible que celle obtenue à partir du plasma d'oxygène. Pour les tensions et fréquences testées, la concentration d'ozone est 100 fois plus faible dans le dioxyde de carbone que dans l'oxygène, même si la densité d'énergie injectée est plus importante à cause de la réduction du débit (50 cm³/min dans le CO₂, 200 cm³/min dans l'O₂). De plus, la croissance de la concentration d'ozone avec la densité d'énergie est moins régulière que dans le cas de l'oxygène. Pour la seconde configuration (diélectrique- diélectrique), il a été observé que la concentration d'ozone augmente puis elle diminue avec l'augmentation de la densité d'énergie. Cette diminution peut être attribuée à l'élévation de la température dans le gaz soumis à la décharge, ce qui accélère la destruction de la molécule d'ozone.

Le travail ainsi présenté dans ce manuscrit pourrait être enrichi par une simulation 2D de la décharge à barrière diélectrique dans l'oxygène, en reproduisant les mêmes conditions de l'expérience effectuée sur la production d'ozone. Une telle étude permettra d'améliorer le modèle et de l'exploiter pour étudier les paramètres qui ne sont pas accessibles par la mesure.

Contribution à l'étude des Décharges Plasmas à Barrière Diélectrique

Directeur de thèse : **Professeur Saida Rebiaï**

Résumé

Les décharges à barrières diélectriques fonctionnant à pression atmosphérique sont des décharges généralement de type filamenteuses, mais sous certaines conditions elles peuvent être homogènes.

Le présent travail consiste, d'une part, à élaborer un modèle fluide numérique unidimensionnel pour décrire les propriétés physiques (densités de charge, température électronique, champs et potentiel électriques) et les caractéristiques électriques (courant de décharge, tension du gaz et les courbes de Lissajous) des décharges à barrière diélectrique (DBD) à pression atmosphérique. Pour cela, nous avons tout d'abord élaboré un modèle en exploitant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics. L'étude est développée dans le cas de DBD volumiques alimentées par un signal de forme sinusoïdale, dans le cas de plasmas d'hélium et d'argon, tout en considérant l'effet de certains paramètres du dispositif. Par la suite, nous avons développé un second modèle bidimensionnel pour décrire le comportement des décharges à barrière diélectrique surfacique, dont l'objectif principal est son exploitation en tant qu'actionneur capable de contrôler la vitesse d'écoulement de fluides. L'air est pris comme fluide gazeux pour cette étude numérique.

Par ailleurs, nous avons élaboré un dispositif pour la production d'ozone par DBD, les résultats expérimentaux concernent la comparaison de cette production dans le cas de deux configurations différentes du dispositif dans le cas de plasmas d'oxygène et de dioxyde de carbone.

Mots clés :

Décharges à barrière diélectrique (DBD), pression atmosphérique, SDBD, caractéristique électrique, Lissajous ; actionneur, écoulement de fluide, COMSOL, ozone.

Contribution to the study of dielectric barrier discharge plasma

Supervisor: **Professeur Saida Rebiaï**

Abstract

Dielectric barrier discharges operating at atmospheric pressure are generally filamentary type discharges, but under particular conditions, they can be homogeneous.

The present work consists, on the one hand, in developing a one-dimensional numerical fluid model to describe the physic properties (charge densities, electronic temperature, electric fields and electric potential) and the electrical characteristics (discharge current, gas voltage and Lissajous curve) of dielectric barrier (DBD) discharges at atmospheric pressure and ambient temperature. For this, we first developed a model using the commercial software COMSOL Multiphysics, in the case of volume discharges. The study is developed in the case of a volumic DBD powered by a sinusoidal signal, in the case of helium and argon plasmas, considering the effect of some parameters of the device. Subsequently, we developed a second model to describe the behavior of surface dielectric barrier discharges, in order to function as an actuator able of controlling the flow velocity of fluids. Air and helium are taken as a gaseous fluid for this numerical study.

Furthermore, we have developed a device for the production of ozone by DBD; the experimental results concern the comparison of this production in the case of two different configurations of the device in the case of oxygen plasmas and carbon dioxide.

Keywords:

Dielectric barrier discharges (DBD), atmospheric pressure, SDBD, electrical characteristic, Lissajous; actuator, fluid flow, COMSOL, ozone.

المساهمة في دراسة تفريغ البلازما في الحواجز العازلة

المشرف : أستاذ التعليم العالي سعيدة ربيعي

ملخص

إن العمل المتعلق بتصريف الحاجز العازل الذي يعمل في الضغط الجوي هي عادة تصريف من نوع فتيل، ولكن في ظل ظروف معينة، يمكن أن تكون متجانسة.

يتكون العمل الحالي ، من جهة ، تطوير نموذج رقمي أحادي البعد لوصف الخصائص الفيزيائية (الجسيمات المشحونة، الجهد والحقل الكهربائي) والخصائص الكهربائية (تيار التفريغ، جهد الغاز، منحني ليساجو) للحاجز العازل (DBD) في الضغط الجوي. لهذا، قمنا أولاً بتطوير نموذج باستخدام البرنامج التجاري COMSOL Multiphysics. تم تطوير الدراسة في حالة DBD مدعوم بإشارة جيبيية ، في حالة بلازما هيليوم و أرغون ، مع الأخذ بلاعتبار تأثير بعض عوامل الجهاز المستعمل. بعد ذلك، قمنا بتطوير نموذج ثاني لوصف سلوك تصريف حاجز عازل السطح، من أجل العمل كمشغل قادر على التحكم في سرعة تدفق السوائل. يؤخذ الهواء كغاز لهذه الدراسة العددية.

علاوة على ذلك، قمنا بتطوير جهاز لإنتاج الأوزون من قبل DBD. النتائج التجريبية تتعلق بمقارنة هذا الإنتاج في حالة تشكيلتين مختلفتين للجهاز في حالة البلازما الأكسجين و ثاني أكسيد الكربون.

الكلمات المفتاحية

تصريف الحاجز العازل (DBD)، الضغط الجوي، DBD، الخاصية الكهربائية، ليساجو؛ المشغل الميكانيكي، تدفق السائل، COMSOL، الأوزون