

THÈSE

En vue de l'obtention du Diplôme de Doctorat en Sciences

Présenté par : M^r BOUCHACHIA Abdelali

**Investigation des propriétés d'un plasma hors équilibre thermodynamique
créé par une décharge DBD, applications à la production des rayonnements
UV**

Faculté : Physique
Département : Physique énergétique
Spécialité : Physique
Option : Physique des Plasmas et Conversion d'Énergie

Soutenue le: 02/12/2021

Devant le Jury Composé de :

<i>Membres de Jury</i>	<i>Grade</i>	<i>Qualité</i>	<i>Domiciliation</i>
Melle BENDELLA Soumia	Professeur	Président	USTO-MB
Mr BELASRI Ahmed	Professeur	Encadreur	USTO-MB
Mr HENNAD Ali	Professeur	Examineur	USTO-MB
Mme LARBI DAHO Nadjet	M.C.A	Examineur	Univ.Oran1
Mme BENSTAALI Wafà	M.C.A	Examineur	Univ.IbnBadiss, Most
Mr BENMOUSSA Amar	M.C.A	Examineur	ESG2E.Oran

Année Universitaire : 2021/2022

Remerciements

Au terme de ce modeste travail, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé à l'élaboration de ce travail.

*Je remercie tout particulièrement le **ministre de la défense nationale**, la **Direction des Services de santé militaire** pour son encouragement de la formation doctorale.*

*C'est avec un grand plaisir que je saisis l'occasion offerte par la Présentation de cette thèse de doctorat pour remercier vivement, en premier lieu, mon encadreur Monsieur le Professeur **Ahmed.BELASRI**, responsable du laboratoire Physique des Plasmas Matériaux Conducteurs et leurs Applications (**L. P.P.M.C.A**), qui a dirigé ce travail pas à pas, avec beaucoup de patience et d'intérêt et qui m'a fait bénéficier depuis deux ans de sa grande compétence. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'intégrant dans son laboratoire.*

*Merci à l'université Jean-François Champollion d'Albi de m'avoir si bien accueilli et à l'ensemble des personnes de l'unité de recherche Diagnostic des Plasmas Hors Equilibre(**DPHE**). Je remercie particulièrement **Philippe GUILLOT, Bruno CAILLER et Juslan Lo.***

*Mes sincères remerciements à Monsieur **Ali. HENNAD**, pour leur disponibilité et leur compréhension, pour m'avoir orienté et enrichi par leurs conseils. Leurs soutiens moraux et encouragements m'ont été d'un grand apport.*

*Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à madame le Professeur **Bendella Soumia**, qui m'a fait l'honneur de sa présence en tant que président de jury de thèse. Je tiens à lui exprimer mes vifs et respectueux remerciements.*

*J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur **Ali. HENNAD** Professeur au Département d'électrotechnique, pour avoir bien voulu prendre part au jury. Je le remercie pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail. L'occasion m'est offerte pour le remercier et lui témoigner toute ma gratitude.*

*Mes remerciements sont adressés également Madame **Larbi Dahou Nadjet** pour ces orientations et son aide précieuse, aussi pour avoir accepté d'examiner mon travail et de siéger au sein de ce jury.*

*Je tiens à remercier vivement Madame **Benstaali Wafâ** pour avoir accepté d'examiner mon travail.*

*Je tiens à remercier aussi Monsieur Benmoussa Amar pour avoir accepté
d'examiner mon travail*

*En fin, Je tiens à remercier tous mes collègues pour leurs précieux conseils et
l'ambiance qu'ils ont su faire régner au sein du laboratoire. Un grand merci mon
cher frère younssi saleh pour son aide, mon cher frère kebiri abbas, fatima haddou*

Dédicace

A

MES PARENTS

MA FEMME

MES ENFANTS

MA FAMILLE

TOUS CEUX QUI ME SONT CHÈRES

POUR LEUR PRÉSENCE DE TOUS LES INSTANTS

POUR LE SOUTIEN QU'IS M'ONT APPORTÉ

AVEC TOUTE MON AFFECTION ET MA

RECONNAISSANCE

*Investigation des propriétés d'un
plasma hors équilibre
thermodynamique créé par une
décharge DBD, applications à la
production des rayonnements UV.*

Mots clé :

Plasma froid, Streamer, Décharge à Barrières Diélectriques, Gaz rare.

Table des matières

Table des matières	ii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	xii
Contexte de travail	1

CHAPITRE I

Notion générale sur les plasmas hors équilibre thermodynamique, les DBD et leurs applications.

I. Généralités sur le plasma	5
I.1 Type de plasma	7
I.1.1 Les plasmas en équilibre thermodynamique	7
I.1.2 Les plasmas hors équilibre thermodynamique	8
I.2 Applications biomédicales pour Les plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique (PHEPA).....	9
I.3 Traitement par plasma.....	11
I.3.1 Traitement par plasma froid à pression atmosphérique des micro-organismes.....	11
I.3.2 Traitement par plasma froid à pression atmosphérique des plaies et des ulcères	12
I.3.3 La coagulation du sang par plasma froid à pression atmosphérique.....	13
I.4 Décharge à barrière diélectrique	13
I.5. Décharge de type Streamer	15
I.5.1 L'avalanche électronique	15
I.5.2 Propagation du streamer	16
I.5.3 Streamer dirigé vers la cathode (positif)	16
I.5.4 Streamer dirigé vers l'anode (négatif)	17
I.5.5 Création du filament ou de l'arc	18
I.6 Comment éviter la formation d'arc	19
I.7 Différents régimes des DBD	19
I.7.1 La décharge filamentaire.....	20
I.7.2 La décharge homogène	20

I.8 Applications des DBDs.....	21
I.8.1 Production d’Ozone	22
I.8.2 Les écrans à plasma	23
I.8.3 Traitement de surface.....	23
I.8.4 Irradiation de l’ADN et des micro-organismes par UVL	24
I.8.5 Lampes à excimères de gaz rares	25
I.8.6 Excilamps.....	26
I.9 Conclusion	27
Références bibliographiques	28

CHAPITRE II

Investigation expérimental des propriétés électriques et optiques d'une source de photon à base d'une DBD de mélange Ne/Xe.

II.1 Introduction	38
II.2 Caractérisation d’une lampe à décharge diélectrique	39
II.2.1 Dispositif expérimental.....	39
II.2.2 Matériels et Méthodes	40
II.2.2.1 Outils de diagnostic électrique	40
II.2.2.2 Outils de diagnostic optique	44
II.2.2.3 Méthode expérimentale	45
II.3 Résultats et discussions	46
II.3.1 Investigations électriques.....	46
II.3.1.1 Alimentation sinusoïdale	46
II.3.1.1.1 Description du régime de décharge	46
II.3.1.1.2 Lampe B de 30cm×30cm Ne-Xe 50%; Pression : 200mbar (150 Torr); Tension : 1200V RMS ; Fréquence=20kHz.....	47
II.3.1.1.3 Lampe B de 30cm×30cm Ne-Xe 50%; Pression : 250mbar (188 Torr); Fréquence=20kHz	51
II.3.1.1.4 Comparaisons des lampes 200 et 250mbar.....	51
II.3.1.1.5 Lampe A de 60cm×60cm Ne-Xe 50%; Pression : 300mbar (225 Torr); Fréquence=20kHz	52
II.3.1.1.6 Lampe A de 60cm×60cm Ne-Xe 50%; Pression : 500mbar (375 Torr); Fréquence=20kHz	53

II.3.1.1.7 Etude paramétriques	54
II.3.1.2 Alimentation impulsionnelle	55
II.3.1.2.1 Description du régime de la décharge	55
II.3.1.2.2 Lampe B de 30cm×30cm Ne-Xe 50%; Pression : 200mbar (150 Torr); Tension : 1200V RMS ; Fréquence=20kHz	56
II.3.1.2.3 Lampe B Pression : 250mbar (188 Torr); Ne-Xe 50%; Fréquence=20kHz	58
II.3.1.2.4 Lampe A 300mbar (225 Torr);Ne-Xe 50%; Fréquence=20kHz	59
II.3.1.2.5 Lampe A 500mbar (375 Torr);Ne-Xe 50%; Fréquence=20kHz	60
II.3.1.2.6 Etude paramétriques	61
II.3.2 Mesures spectroscopique	63
II.4 Conclusion	67
Références bibliographiques	68

CHAPITRE III

Modélisation d'une source de photon à base d'une DBD de mélange

Ne/Xe.

III.1 Introduction	71
III.2 Description du Model	73
III.3 Etude d'une source de photons plasma DBD	75
III.3.1 Evolution temporelle des paramètres électriques de la décharge	75
III.3.1.1 Champ électrique et densités de particules chargées	76
III.4 Etude paramétrique	84
III.4.1 Effet de la concentration du Xénon	85
III.4.2 Effet du coefficient d'émission secondaire	95
III.4.3 Effet de la pression	103
III.4.4 Effet de la tension	110
III.5 Conclusion	118
Références bibliographiques	119

CHAPITRE IV

Formation et développement du streamer dans une décharge à barrières diélectriques de mélange Ne/Xe.

IV.1 Introduction	125
-------------------------	-----

IV.2 Description du Modè.....	127
IV.3 Résultats et discussions	129
IV.3.1 Conditions de calcul.....	129
IV.3.2 Développement des streamers dans les DBD	130
IV.4 Etude paramétrique	133
IV.4.1 Effet du coefficient d'émission secondaire.....	134
IV.4.2 Effet de la concentration de mélange gazeux Ne-Xe.....	136
IV.4.3 Effet de la pression et la tension	137
IV.4.4 Calculs du temps de propagation	139
IV.5. Conclusion	140
Références bibliographiques	141
Conclusion Générale	145

Liste des figures

Figure I.1 : Plasmas naturelles observés à la Terre: (a) La foudre et (b) Aurore Boréale.....	5
Figure I.2 : Les différentes espèces engendrées à l'intérieure du plasma	6
Figure I.3 : Exemples typiques industriels de torches de plasma: (a) Retro Systems LLC and (b) Hypertherm Inc	8
Figure I.4 : Plasmas froids à la pression atmosphérique en contact avec la peau humaine	8
Figure I.5 : Plasmas thermiques et non-thermiques à la pression atmosphérique.....	9
Figure I.6 : Photo présentant la décharge plasma entre un diélectrique et un pouce en utilisant une électrode flottante	10
Figure I.7 : Photo d'un jet de plasma froid utilisant l'hélium et d'un jet corona	11
Figure I.8 : Image prise par microscopie à balayage électronique de cellules d'E. Coli (a) non traitées et (b) traitées par plasma froid	12
Figure I.9 : Photo de deux gouttes de sang prises 1 min après les avoir placées sur un substrat en acier. La goutte à gauche est traitée par plasma froid à pression atmosphérique pendant 15 s. La goutte à droite n'est pas traitée.....	13
Figure I.10 : Quelques configurations de la décharge à barrières diélectriques.....	14
Figure I.11 : Schéma d'une avalanche électronique	16
Figure I.12 : Représentation d'un streamer positif entre deux électrodes planes	17

Figure I.13 : Schéma de la propagation d'un streamer négatif	18
Figure I.14 : Schéma d'un arc ou d'un filament.....	18
Figure I.15 : Principe de fonctionnement d'une DBD	19
Figure I.16 : Photographie d'une décharge filamentaire.....	20
Figure I.17 : Photographie d'une décharge homogène.	20
Figure I.18 : Configuration d'une DBD classique (a) et d'une DBD à électrode flottante (b) destinée à la stérilisation des tissus vivants.....	22
Figure I.19 : Schéma de principe d'un Ozoniseur pour le traitement d'eau	22
Figure I.20 : Coupe transversale d'une cellule d'un écran à plasma.....	23
Figure I.21 : Traitement de surface de plastique via DBD.....	24
Figure I.22 : Structure d'une lampe plane (a), Photographie d'une lampe plane du commerce (b).....	25
Figure I.23 : Lampe Planon utilisée pour l'éclairage	26
Figure I.24 : Exemple d'excilamps.	26
Figure II.1 : Spectre d'émission caractéristique d'un plasma Ne-Xe.....	39
Figure II.2 : Dispositif expérimental pour les mesures électriques	39
Figure II.3 : Schéma du dispositif expérimental pour les mesures électriques et Optique	40
Figure II.4 : Schéma de la lampe.....	41
Figure II.5 : Lampes expérimentale (A) de 60cm x 60cm et (B) de 30cm x 30cm.....	41
Figure II.6 : Photo du générateur de tension a gauche le sinusoïdal et a droite l'impulsionnelle	42
Figure II.7 : Photo de l'oscilloscope	43
Figure II.8 : Photo de la sonde de tension	43
Figure II.9 : Photo de la sonde de courant.....	44
Figure II.10 : Photomètres portable de précision	44
Figure II.11 : Photo de Spectromètre	45
Figure II.12 : Photographie du développement de la décharge homogène (lampe 250mbar, tension sinusoïdale : 1200V, 1500V, 1800V et 2000V ; fréquence 20kHz) Caméra d'image Panasonic, 1/4 s, F/22 iso-160.....	47
Figure II.13 : Courbes du signal de Courant, de la tension et la puissance mesurée par oscilloscope	48
Figure II.14 : Courbes du signal de Courant pour deux tension appliquée V=1200V et 2000V.	49
Figure II.15 : Puissance en fonction de la tension appliquée	49

Figure II.16 : Efficacité lumineuse et luminance en fonction de la Puissance pour une lampe de 200mbar.....	50
Figure II.17 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance (lampe 250mbar)	51
Figure II.18 : Comparaison de l'efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance pour les deux lampes 200 et 250mbar	52
Figure II.19 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance (lampe 300mbar)	53
Figure II.20 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance (lampe 500mbar)	54
Figure II.21:Comparaison de l'efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance pour les quatre lampes étudiées de différent pression 200, 250, 300,500mbar	55
Figure II.22 : Photographie du développement de la décharge homogène (lampe 300mbar, tension impulsionnelle : 1000V, 1100V, 1400V, 1800V et 2000V ; fréquence 20kHz) Caméra d'image Panasonic, 1/400 s, F/22 iso-160.....	56
Figure II.23 : Courbes du signal de Courant, de la Tension et la puissance mesurée par oscilloscope pour une lampe de 200mbar	57
Figure II.24 : Puissance en fonction de la tension appliquée (lampe 200mbar Ne-Xe50%) ...	57
Figure II.25 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance.....	58
Figure II.26 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance.....	59
Figure II.27 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance.....	59
Figure II.28 : Efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance.....	60
Figure II.29 : Comparaison de l'efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance pour les quatre lampes étudiées de différent pression 200, 250, 300,500mbar	61
Figure II.30 : Comparaison de l'efficacité lumineuse et la luminance en fonction de la Puissance pour les quatre lampes étudiées de différent pression 200, 250, 300,500mbar sous alimentation sinusoïdale et impulsionnel	62
Figure II.31 : Spectre d'émission d'un luminophore lampe 300mbar à gauche (alimentation sinusoïdale) et à droite (alimentation pulse) à 2000V de tension appliquée	63
Figure II.32 : Spectre d'émission Ne/Xe sous une décharge dans 300mbar (alimentation sinusoïdale), temps d'intégration 3s.....	64
Figure II.33 : Spectre d'émission Ne/Xe sous une décharge dans 300mbar (alimentation pulse), temps d'intégration 550ms	64

Figure II.34 : Spectre d'émission Ne/Xe sous une décharge dans 500mbar (alimentation pulse) temps d'intégration 700ms	65
Figure II.35 : Spectre d'émission Ne/Xe comparaison entre 300 et 500mbar (alimentation pulse) pour $V=2kV$	65
Figure II.36 : Les maximums d'intensité en fonction de la tension pour les raies de Xénon et la raie du Néon 915.59nm lampe 300 et 500mbar (sinusoïdale).....	66
Figure II.37 : Les maximums d'intensité en fonction de la tension pour les raies de Xénon et la raie du Néon 915.59nm lampe 300 et 500mbar (impulsionnel).....	66
Figure II.38 : Intensité en fonction de la tension lampe 300 et 500mbar comparaison de l'alimentation sinusoïdale et impulsionnel.....	67
Figure III.1 : Schéma de la décharge.....	73
Figure III.2 : Distribution spatiale du champ électrique, de la densité électronique et ionique dans la région cathodique à différents moments de l'impulsion de la décharge	76
Figure III.3 : Variation temporelle des différents types de courants à la cathode.....	77
Figure III.4 : Evolutions temporelle du courant de décharge JT, tension entre la colonne positive $V_{plas}(Vg)$, la tension au niveau de la région cathodique V_{dcr} et la tension sur le diélectrique V_D et V_{ap}	78
Figure III.5 : Evolutions temporelle de la concentration des particules chargées.....	79
Figure III.6 : Evolutions temporelle de la concentration des atomes et molécules excités.....	80
Figure III.7 : Evolutions temporelle de la concentration des espèces photoniques.	81
Figure III.8 : Evolution temporelle de la longueur de la gaine	82
Figure III.9 : Evolution temporelle de la puissance	83
Figure III.10 : Evolution temporelle de la densité du courant photonique.....	83
Figure III.11 : Evolution temporelle de la densité du courant ionique.....	84
Figure III.12 : Evolutions temporelle du champ électrique pour trois valeurs de pourcentage de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	86
Figure III.13 : Variations temporelles du courant de la décharge, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%	87
Figure III.14 : Variations temporelles de la tension de la décharge, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%	88
Figure III.15 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu=147nm$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	88
Figure III.16 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu=150nm$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	89

Figure III.17 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu = 173\text{nm}$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%	89
Figure III.18 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^* (^1\Sigma_u^+)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	90
Figure III.19 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^* (^3\Sigma_u^+)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	91
Figure III.20 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p2)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.	91
Figure III.21 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p1)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	92
Figure III.22 : Variations temporelles de la puissance déposée, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.	92
Figure III.23 : Variations temporelles de la Longueur de la gaine, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20%et 30%	93
Figure III.24 : Variations temporelles de la Densité du courant ionique, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%	94
Figure III.25 : Variations temporelles de la Densité du courant photonique, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%	94
Figure III.26 : Evolutions temporelles du champ électrique pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	95
Figure III.27 : Variations temporelles du courant de décharge pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	96
Figure III.28 : Variations temporelles de la tension de décharge pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	96
Figure III.29 : Variations temporelles de la densité du photon (a) $h\nu=147\text{ nm}$, (b) $h\nu=150\text{ nm}$, (c) $h\nu=173\text{ nm}$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	98
Figure III.30 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^* (^1\Sigma)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	98
Figure III.31 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^* (^3\Sigma)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	99
Figure III.32 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p2)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	100
Figure III.33 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p1)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	100

Figure III.34 : Variations temporelles de la puissance déposée pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	101
Figure III.35 : Variations temporelles de la longueur de la gaine pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	102
Figure III.36 : Variations temporelles de la densité du courant photonique pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	102
Figure III.37 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25	102
Figure III.38 : Evolutions temporelles du champ électrique pour quatre valeurs de pression $P=300; 400; 500$ et 600 Torr	103
Figure III.39 : Variations temporelles du courant de décharge pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr	104
Figure III.40 : Variations temporelles de la tension de décharge pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr	104
Figure III.41: Variations temporelles de la densité du photon (a) $h\nu=147$ nm, (b) $h\nu=150$ nm, (c) $h\nu=173$ nm pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.	106
Figure III.42 : Variations temporelles de la densité des excimères (a) $Xe_2^*(1\Sigma)$, (b) $Xe_2^*(3\Sigma)$, pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.	107
Figure III.43: Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(^3P_1)$ pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.	107
Figure III.44 : Variations temporelles de la Densité atomique $Xe^*(^3P_2)$, pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr	108
Figure III.45 : Variations temporelles de la puissance déposée pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.	108
Figure III.46 : Variations temporelles de la longueur de la gaine pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.	109
Figure III.47 : Variations temporelles de la densité du courant photonique pour quatre valeurs $P=300, 400, 500$ et 600 Torr	109
Figure III.48 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr	110
Figure III.49 : Evolutions temporelles du champ électrique pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV	111
Figure III.50 : Variations temporelles du courant de décharge, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV	111

Figure III.51 : Variations temporelles de la tension de décharge, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 112

Figure III.52 : Variations temporelles de la densité du photon(a) $h\nu=147$ nm, (b) $h\nu=150$ nm,(c) $h\nu=173$ nm, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 113

Figure III.53 : Variations temporelles de la densité des excimères (d) $Xe_2^*(1\Sigma)$, (e) $Xe_2^*(3\Sigma)$, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 114

Figure III.54 : Variations temporelles de la densité atomique (F) $Xe^*(3P_1)$, (G) $Xe^*(3P_2)$ pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 115

Figure III.55 : Variations temporelles de la puissance déposée pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 116

Figure III.56 : Variations temporelles de la Longueur de la gaine pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 116

Figure III.57 : Variations temporelles de la Densité du courant photonique pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV 117

Figure III.58 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour quatre valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV..... 117

Figure IV.1 Schéma du circuit électrique équivalent à la décharge..... 127

Figure IV.2 : Evolution axiale du champ électrique et la densité électronique du streamer dans la région cathodique à différents instants pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) $V=3$ kV, $P=400$ torr, $\gamma = 0.1$ 131

Figure IV.3 : Evolution axiale de la tête de streamer de la densité électronique et le champ électrique 132

Figure IV.4 : Evolution axiale de la vitesse de la tête de streamer 132

Figure IV.5 : Evolution temporelle de la densité électronique de la tête de streamer et la distance d'explantions du streamer 133

Figure IV.6 : Distributions spatiales de la densité électronique et du champ électrique dans la région cathodique à différents moments de la distorsion du champ électrique pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) $V=5$ kV, $P=800$ torr, (a) $\gamma = 0.1$ et (b) $\gamma =0.5$ 134

Figure IV.7 : Effet du coefficient d'émission secondaire sur la densité électronique (d) et la vitesse du streamer(b) pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) $V=3$ kV, $p=400$ Torr, $\gamma = 0.1$ et $\gamma =0.2$ 135

Figure IV.8 : Effets de la composition du mélange gazeux Ne/Xe sur la vitesse du streamer pour les conditions $V=8$ kv, $p=800$ torr, $\gamma = 0.1$ 136

Figure IV.9 : Effet de la pression sur la densité électronique du streamer.....	137
Figure IV.10 : Effet de la tension appliquée et de la pression du gaz sur la vitesse de propagation du streamer.	138

Liste des tableaux

Tab II.1: Résultats des mesures pour une lampe de 200mbar	50
Tab II.2: Résultats des mesures pour une lampe de 250mbar	51
Tab II.3: Résultats des mesures pour une lampe de 300mbar.	52
Tab II.4: Résultats des mesures pour une lampe de 500mbar.	53
Tab II.5: Résultats des mesures pour une lampe de 200mbar.	58
Tab II.6: Résultats des mesures pour une lampe de 250mbar.	58
Tab II.7: Résultats des mesures pour une lampe de 300mbar.	59
Tab II.8: Résultats des mesures pour une lampe de 500mbar.	60
Tab II.9: Comparaison des efficacités pour deux alimentations sinusoïdale et impulsionnelle	62
Tab III.1: Les conditions et les paramètres de calcul	75
Tab III.2: Les conditions de calcul	85
Tab IV.1: Paramètres de la lampe et conditions de fonctionnement.....	129
Tab IV.2: Calculs des temps de propagation du streamer pour différentes tensions, pressions, coefficients d'émission secondaire et compositions des mélanges de gaz appliqués.....	139

Introduction général

Introduction

Le plasma est un état de la matière concernant lequel beaucoup reste aujourd'hui à comprendre, découvert en 1879, il fait l'objet de nombreuses études et son utilisation connaît de nombreuses applications qui sont de plus en plus palpables dans la vie de tous les jours.

Des applications relativement récentes, comme par exemple les écrans à plasma sont aujourd'hui bien connus du public, néanmoins il est présent parmi nous depuis longtemps avec les lampes phosphorescentes et les ozoneurs qui permettent de purifier l'eau. D'autres applications sont moins connues mais de grande importance parmi lesquelles la destruction des gaz toxiques et des gaz à effet de serre, sujet très médiatisé depuis la fin des années 1970 avec la découverte d'un trou dans la couche d'ozone en Antarctique.

Depuis plusieurs décennies les sources artificielles de rayonnement ultraviolet sont en grande partie représentées par des lampes à décharge dans des vapeurs de mercure. Les récentes réglementations très restrictives vis-à-vis de l'usage des métaux lourds à fort pouvoir polluant comme le mercure, favorisent le développement de nouvelles sources, nécessairement au moins aussi efficaces mais sans mercure. De ce fait, les sources artificielles de rayonnement UV à base du procédé plasma notamment les lampes à décharges à barrière diélectriques sont des candidats potentiels pour substituer aux précédentes lampes. La technologie la plus utilisée aujourd'hui pour la production de la lumière est celles des lampes à décharges électriques [1].

En 1980, les tubes fluorescents contenaient environ 1 gramme de mercure. Cette quantité a été notablement réduite puisque les dernières générations contiennent moins de 5 mg de mercure par tube [2]. Le principal inconvénient de ces lampes provient donc de l'utilisation du mercure gazeux comme source excitatrice, d'où les nombreuses contraintes environnementales liées à sa nocivité qu'il faut prendre en considération, notamment en fin de vie des lampes.

Les recherches menées depuis plusieurs années [3] [4]. S'orientent vers des solutions s'appuyant sur des sources d'excitation « propres » autre que le mercure et sur des matériaux luminescents excitables par ces sources. Autrement dit afin d'éviter l'utilisation de mercure nocif, des lampes fluorescentes sans mercure sont proposées, dans les quelles les luminophores convertissent l'excitation VUV dont la longueur d'onde est inférieure à 200 nm (énergie supérieure à 50000 cm⁻¹).

Introduction général

Depuis les années 1980, une nouvelle génération de lampes à décharge a vu le jour. Ces lampes sont capables de produire un flux ultraviolet élevé avec une bonne efficacité et une faible largeur spectrale. Ces lampes exploitent le rayonnement en provenance d'émetteurs moléculaires instables (les excimères et les exciplexes) qui se forment dans une décharge à barrière diélectrique à pression atmosphérique et hors d'équilibre [5].

En raison de leurs propriétés physiques spécifiques, les plasmas constituent aujourd'hui un domaine à part entière de la physique. Présents dans les domaines de la production d'énergie et de l'éclairage, ils trouvent également de nombreuses applications dans des secteurs très variés, tels que le traitement d'effluents gazeux (polluants et particules), le traitement de surface ou les applications médicales [6] [7].

Ce travail est consacré à une étude unidimensionnelle d'une décharge à barrière diélectrique dans les gaz rares (mélange Ne/Xe) pour une optimisation de l'efficacité d'une source UV. Dans ce travail nous nous intéressons plus particulièrement aux propriétés électrique et cinétique de la décharge à barrière diélectrique. Notre étude est motivée par l'intérêt que suscite ce type de décharge dans de nombreuses applications industrielles notamment dans la réalisation des sources UV à grande intensité lumineuse.

Les instabilités peuvent se développer et affectent l'efficacité de la source UV et leur élimination pour maintenir la décharge uniforme reste un grand défi pour les chercheurs. Ces instabilités sont d'origine petite échelle comme le développement du streamer qui conduit à la formation de l'arc électrique lors de la formation du plasma, et à grande échelle comme le chauffage local du gaz ou les instabilités en volume qui conduisent à la filamentation du plasma.

Cette étude est basée sur un modèle mono-dimensionnel longitudinal de la décharge DBD. Ce modèle permet d'analyser les caractéristiques du streamer dans les conditions de fonctionnement du réacteur plasma DBD pour la production des photons UV, comme sa vitesse de propagation, les variations spatio-temporelles du champ électrique et de la densité des particules chargées dans l'espace inter-électrode. Ce chapitre illustre l'influence de la nature du matériau du diélectrique et de la concentration du mélange sur le développement et la propagation du streamer.

Suite aux travaux antérieurs de notre laboratoire, le travail présenté au cours de cette thèse s'articule autour de quatre chapitres.

Introduction général

Dans ce premier chapitre, nous commençons par un aperçu sur les plasmas, les décharges à barrières diélectriques dans les gaz. On s'accroche plus particulièrement sur les applications des plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique. Ce chapitre se termine par la description des décharges à barrières diélectriques (DBD).

Le second chapitre est consacré, en premier lieu, à la description des différents dispositifs expérimentaux étudiés ainsi que les éléments utilisés pour la réalisation d'une source de photon UV. Ensuite, à la description de la plateforme expérimentale d'une lampe à décharge à barrières diélectriques de mélange gazeux Ne / Xe. Dans cette partie du travail faite au niveau du **laboratoire Diagnostics des Plasmas Hors équilibre (DPHE, Centre Universitaire Jean-François Champollion ALBI (France) sous la direction du professeur B. Caillier**, nous avons réalisé la caractérisation électrique et optique d'une lampe à géométrie plan/plan. Cette étude nous a permis de visualiser les interactions entre le circuit d'excitation de l'alimentation, la lampe et la luminance obtenue par le spectromètre optique.

Dans le troisième chapitre, on met l'accent sur l'approche choisie pour simuler une décharge DBD à base d'une géométrie unidimensionnelle. Le modèle numérique utilisé dans notre étude est un modèle composé de trois éléments essentiels ; le modèle zéro-dimensionnel décrivant la cinétique plasma en volume, le modèle unidimensionnel décrivant les variations spatio-temporelle de la gaine plasma couplés au circuit extérieur. Ce modèle donne les variations spatio-temporelles du champ électrique, de l'impulsion du courant électrique, de la tension et de la densité des particules chargées, ainsi que les variations temporelles des espèces photoniques, atomiques et moléculaires à l'état fondamentales et excités. Une étude paramétrique sur la composition du mélange gazeux est développée en fin de chapitre, pour l'amélioration de l'efficacité UV du réacteur plasma. Cette étude concerne la composition du mélange gazeux Ne-Xe, le coefficient d'émission secondaire, la pression totale du gaz et la tension appliquée.

Dans le quatrième chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement à la formation et la propagation du streamer lors d'une impulsion dans une cellule plasma à barrières diélectriques contenant un mélange gazeux Ne / Xe. Le modèle utilisé est un modèle monodimensionnel longitudinal. Les résultats de ce modèle nous ont permis de montrer la possibilité du développement de streamer dans la gaine cathodique et sa propagation lors de la phase de formation du plasma.

Référence bibliographie

- [1] Georges Zissis. « Energie et développement durable », JEEA14 mars (2007).
- [2] S. Lepoutre, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Fd, 2007.
- [3] T. Jüstel, H. Nikol, C.R. Ronda, *Angew. Chem. Inter. E.* 37 (1998) 3084-3103.
- [4] K. Toda, *J. Alloys Compd.* 408-412 (2006) 665-668.
- [5] ThanhDoanh « Etude d'une décharge à barrière diélectrique établie dans un mélange gaz rare halogène » L'Université Toulouse III-Paul Sabatier, Janvier 2011.
- [6] A. Pointu, J. Perrin, and J. Jolly, "Plasmas froids de décharge- Applications et diagnostic," *Tech. l'Ingénieur*, no. D2835, pp. 1–30, 1997.
- [7] J. M. Pouvesle, "Plasmas froids atmosphériques pour des applications thérapeutiques Plasmas froids pour des applications thérapeutiques," 2011.

Chapitre I

Notion générale sur les plasmas hors équilibre thermodynamique, les DBD et leurs applications.

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter une généralités sur les plasma, les décharges à barrières diélectriques dans les gaz. On s'accentue plus particulièrement sur les applications des plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique, les DBD et les lampes à excimères vont être développées.

I. Généralités sur le plasma :

Le nom plasma provient du mot grec ("πλάσμα" « matière informe ») pour la création d'une entité modulable. Après les états les plus familiers solide, liquide et gaz, le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière. Dans ce dernier état, nous avons un gaz de molécules et/ou d'atomes, de particules libres chargées et bien sûr d'électrons. Cet état est appelé "état plasma" [1].

Langmuir était la première personne qui à utiliser ce terme pour décrire ce type de matière et la première utilisation du terme a été publiée dans l'"*Oscillations dans les gaz ionisés*" ("*Oscillations in Ionized Gases*") [2]. Par la suite, le terme plasma est un gaz (partiellement) ionisé.

Bien que le plasma soit omniprésent dans presque toutes les activités quotidiennes, son état physique n'est toujours pas pleinement compris. Environ 99% de l'univers visible est composée de plasma. Les étoiles et l'espace interstellaire sont des exemples de plasmas. Du point de vue astrophysique locale, le soleil dans notre système solaire, l'espace interstellaire, les ionosphères de la terre et des planètes ainsi que les ionosphères de comètes, sont tous constitués de plasmas. Parce que les plasmas sont composés de particules électriquement chargées, ils sont fortement influencés par les champs électriques et magnétiques, alors que les gaz neutres ne le sont pas. D'un point de vue macroscopique les particules chargées forment un fluide électrodynamique tandis que le gaz neutre obéit aux lois thermodynamiques.

Les plasmas sur terre se produisent naturellement, mais aussi dans le laboratoire. La foudre et les aurores boréales sont les plasmas naturels le plus fréquemment observés sur la Terre (voir **Figure I.1**).

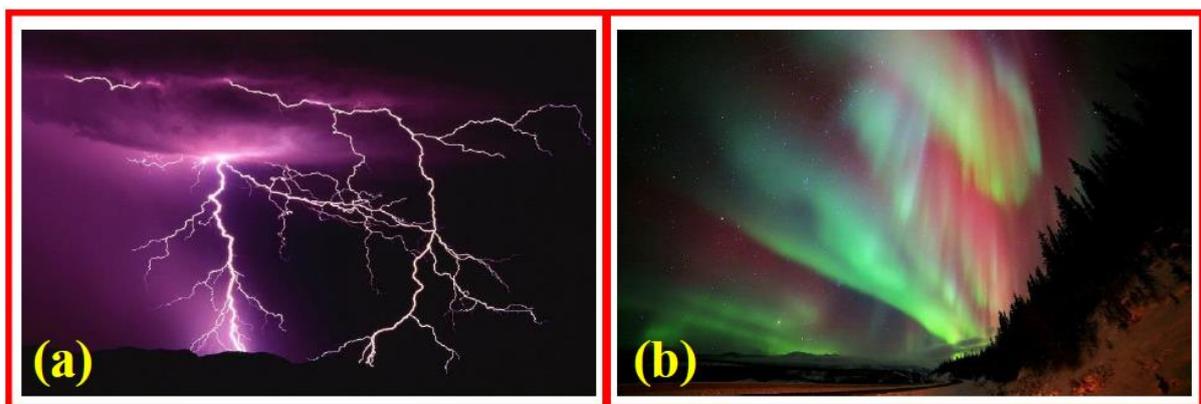


Figure I.1 : Plasmas naturelles observés à la Terre: (a) La foudre et (b) Aurore Boréale [3].

La génération et la stabilisation de plasmas de laboratoire et industriels n'est pas facile, mais elle est très prometteuse pour de nombreuses applications. Le plasma se compose d'un grand nombre d'espèces différentes telles que des électrons, des ions positifs et négatifs, des radicaux libres et des atomes/molécules dans l'état fondamental ou supérieur sous toutes les formes d'espèces excitées (par exemple métastables) tels que présentés dans la **Figure I.2**.

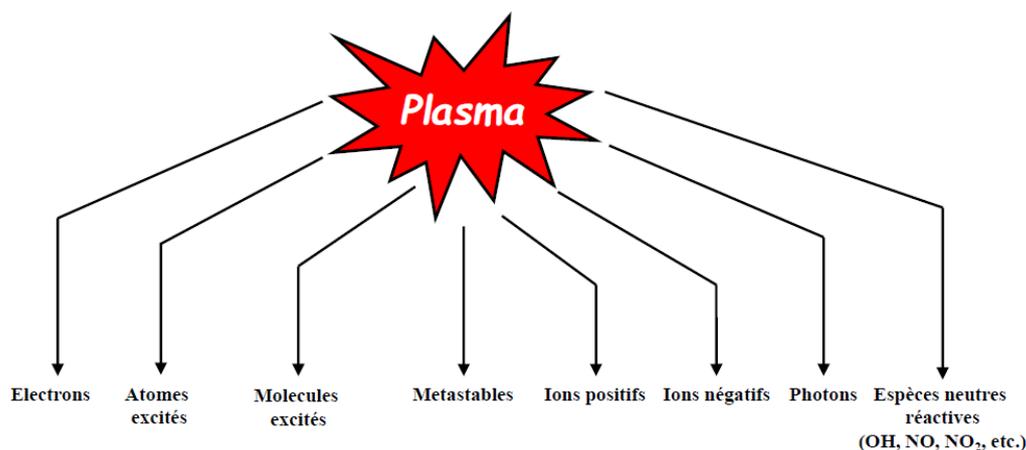


Figure I.2 : Les différentes espèces engendrées à l'intérieure du plasma.

Il peut exister sur une très large gamme de température et de pression. Il peut être produit à basse pression ou à la pression atmosphérique par couplage d'énergie à un milieu gazeux par plusieurs moyens tels que mécaniques, thermiques, chimiques, par rayonnement, par application d'une tension électrique ou des ondes électromagnétiques. C'est donc un environnement chimique et énergétique qui combine particules et rayonnements de natures diverses, une source importante de processus chimiques non disponible normalement dans d'autres états de la matière.

La chimie des plasmas est aujourd'hui un secteur de la science et de l'ingénierie en expansion rapide, ayant diverses applications, y compris la synthèse thermonucléaire, la micro-fabrication dans l'électronique, les lasers, le traitement des matériaux (par exemple le traitement de fibres et de films de polymères avant de les peindre), la biomédecine et beaucoup d'autres, comme la production d'ozone et les téléviseurs plasma [3]. Pour produire un plasma, il faut apporter aux atomes et molécules une quantité d'énergie suffisante (~ 10 eV) pour arracher des électrons aux molécules ou aux atomes [4]. Le degré d'ionisation (c'est à dire, le rapport de la densité des espèces chargées principales à celui de gaz neutre) dans les systèmes plasma chimiques classiques est dans la gamme 10^{-7} - 10^{-4} [5].

Parmi les paramètres critiques dans les plasmas voici ceux qui permettent de définir les caractéristiques d'un plasma :

- La température (T_e la température électronique, T_{ions} la température ionique, T_0 la température des neutres) traduit l'énergie cinétique moyenne de l'élément considéré.
- La longueur de Debye (λ_{De}) traduit la distance caractéristique d'écrantage d'un champ électrique.

Le plasma est défini par le fait que la densité d'espèces chargées dans une sphère de Debye est suffisante pour considérer la charge moyenne nulle. Cela se traduit par le :

$$n_{charge} \cdot \lambda_{De}^3 \gg 1$$

I.1 Type de plasma :

Le plasma est divisé en deux catégories principales [6], des plasmas à haute température et des plasmas à basse température qui incluent les décharges dans les gaz.

Comme dans n'importe quel gaz, la température dans le plasma est déterminée par les énergies moyennes (translation, rotation, vibration et celles liées à l'excitation électronique) des particules de plasma (neutres et chargées) et de leurs degrés de liberté pertinents.

Ainsi, les plasmas, comme des systèmes de composants multiples, sont capables de présenter plusieurs températures à l'équilibre. Dans les décharges électriques ordinaires pour la génération de plasma du laboratoire, l'énergie du champ électrique est d'abord accumulée par les électrons et elle est ensuite communiquée via les collisions des électrons avec les particules lourdes [5].

I.1.1 Les plasmas en équilibre thermodynamique

Dans les plasmas haute température, les espèces actives (électrons, ions, neutres) sont dans un état d'équilibre thermodynamique c'est-à-dire lorsque $T_e = T_{ions}$. Ces plasmas sont dit chauds car $T_0 \sim T_{ions} > 10\,000$ K. Il existe de nombreux exemples de ces plasmas tel que la foudre, le Soleil, les plasmas d'arc... (voir figure I.3).



Figure I.3 : Exemples typiques industriels de torches de plasma: (a) Retro Systems LLC and (b) Hypertherm Inc [3].

I.1.2 Les plasmas hors équilibre thermodynamique

Concernant les plasmas de basse température générés à la pression atmosphérique est dit froid lorsque la température des ions est très faible par rapport à celle des électrons (par exemple dans un tube d'éclairage $T_i=T_0 \sim 300$ K et $T_e \sim 10\,000$ K soit 1eV) (figure I.4). Cette distinction est illustrée dans la figure I.5.

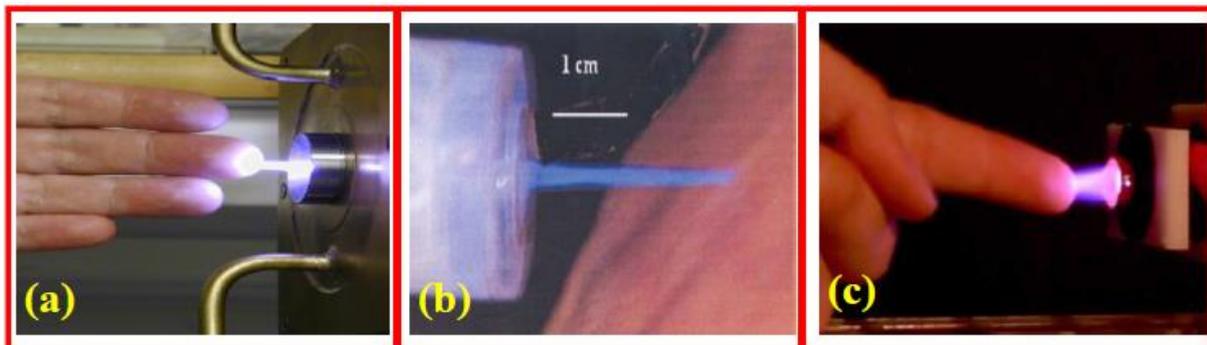


Figure I.4 : Plasmas froids à la pression atmosphérique en contact avec la peau humaine [7, 8, 9].

Non-Thermal (NT) Plasmas		Thermal Plasmas
"Cold" Non-Thermal Plasmas	Translational "Hot NT" Plasmas	
$T_i \approx T_e \approx 300 \dots 400 \text{ K}$ $T_i \ll T_e < 10^5 \text{ K} (10 \text{ eV})$	$T_i \ll T_e \leq 10^4 \dots 10^5 \text{ K}$ $T_i = T_e \leq 4 \cdot 10^3 \text{ K}$	$T_i \approx T_e \approx T_x$ $T_x < 5 \cdot 10^3 \dots 10^4 \text{ K}$
[1] Barrier discharges	[5] Gliding Arc	[8] Arc
[2] Coronas	[6] Arc jet	
[3] Microplasmas-Arrays	[7] Plasma Torch	
[4] Plasma jets		

Figure I.5 : Plasmas thermiques et non-thermiques à la pression atmosphérique [10].

Jusqu'à présent, les plasmas non thermiques ont été largement appliqués dans de nombreux domaines, notamment la science des matériaux [11-13], la science spatiale et l'astronomie [14,15], la science électronique [16], la chimie [17] et la science de l'environnement [18-21]. Plus récemment, les plasmas non thermiques se sont révélés avoir une activité biologique extrêmement élevée, notamment dans le traitement des tissus organiques vivants dans les domaines de l'oncologie [22,23], de la dermatologie [24], de la stomatologie [25, 26] et de l'agronomie [27,28].

I.2 Applications biomédicales pour Les plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique (PHEPA) :

Grâce à leur faible température (généralement inférieure à 40°C), ces plasmas peuvent être appliqués directement sur des surfaces sensibles à la température sans les endommager d'où leur intérêt dans le domaine biomédical (comme la cicatrisation des tissus, la coagulation sanguine, les traitements antibactériens et anti-tumoraux, ...) [29].

Les PHEPA sont générés par des décharges qui nécessitent l'application d'une différence de potentiel de grande amplitude entre deux électrodes afin de générer un champ électrique suffisamment intense pour ioniser le gaz. Dans ces conditions et sans précautions

particulières, la décharge conduit naturellement à la formation d'un arc électrique. Pour obtenir les conditions du hors équilibre, plusieurs solutions sont possibles. Principe des décharges couronnes [30]. Il est possible de déposer un isolant sur une ou deux électrodes pour favoriser le dépôt de charges et induire une barrière diélectrique empêchant le passage à l'arc électrique (principe des décharges à barrières diélectriques ou DBD [31]). Les PHEPA peuvent se développer un volume (cas des décharges couronnes et DBD) mais également en surface (cas des DBD).

Pour les applications biomédicales, les dispositifs plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories :

Dans le cas d'une application direct du plasma, les tissus ou organismes constituent (en tout ou en partie) une des électrodes du dispositif et sont donc directement soumis à la décharge électrique [32] [33] [34]. Le courant de conduction doit être limité afin d'éviter tout échauffement ou stimulation électrique des muscles. Le traitement direct soumet la surface des tissus aux flux de toutes les espèces (radicaux, espèces excitées et chargées) du plasma sans distinction, aux rayonnements Ultra-Violet (UV) et au champ électrique. Ce type de traitement utilise généralement des décharges à barrière diélectriques à électrodes flottantes (FE-DBD). L'électrode haute tension est recouverte par un diélectrique (du verre par exemple) et l'autre électrode est la surface cible de traitement comme indiqué dans la figure I.6 [34].

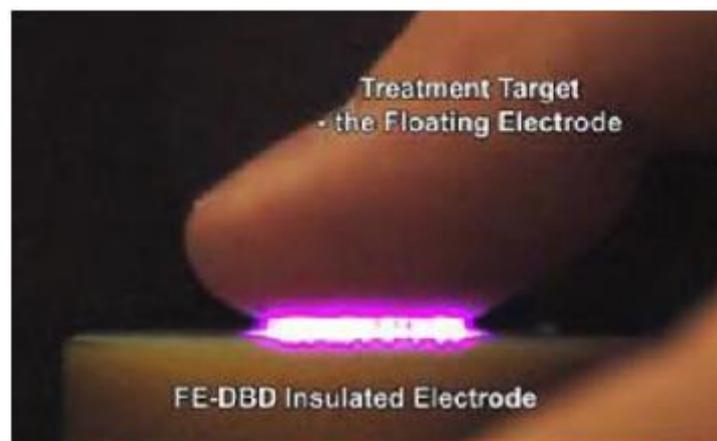


Figure I.6 : Photo présentant la décharge plasma entre un diélectrique et un pouce en utilisant une électrode flottante [34].

Dans le traitement plasma indirect, la décharge électrique se produit entre deux électrodes externes puis les espèces actives de longue durée de vie sont dirigées vers la surface de

traitement par un flux gazeux. Ce type de traitement utilise principalement les propriétés actives des atomes et des molécules neutres générés dans le plasma et implique un flux de charge électrique très faible à la surface.

La figure I.7 montre deux dispositifs indirects. L'un génère des décharges à barrière diélectrique et des ondes d'ionisation qui quittent l'espace inter-électrode et se propage dans le mélange hélium-air en dehors du tube, l'image montre la sortie du tube où le flux d'hélium, préalablement activé dans le tube, s'étend dans l'air libre et atteint la surface à traiter (ici le doigt). Il existe une diversité de dispositifs de ce type avec différents design d'électrodes et d'alimentation (pulsée, AC, RF, ...) [35]. L'autre dispositif est composé d'une pointe de très faible rayon de courbure portée à une haute tension continue et entourée par une électrode reliée à la masse. Ici, les décharges apparaissent dans l'air et le flux de gaz est auto-généré permettant de transférer les espèces excités et radicalaires vers la surface à traiter [36]. Ce dispositif génère des décharges de type couronne et une succession de streamers.

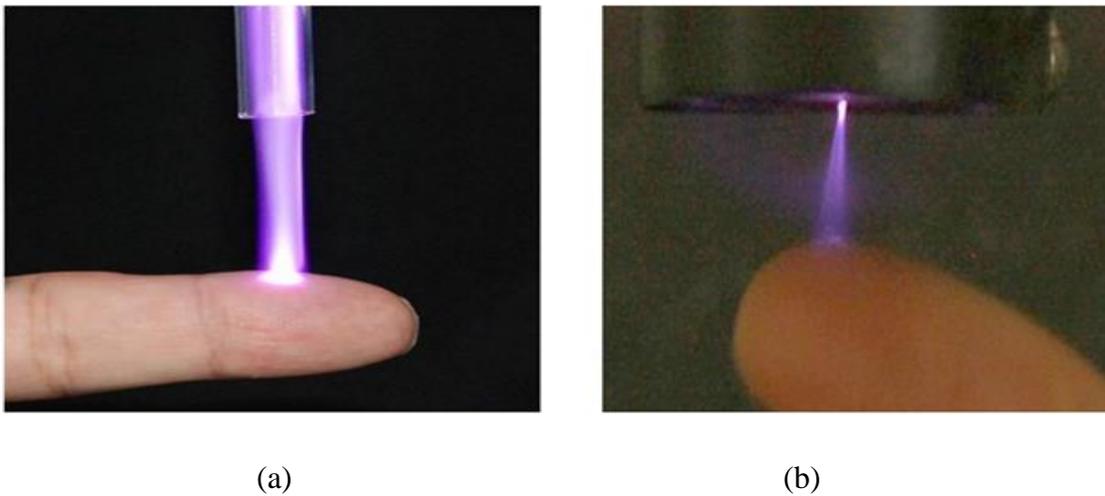


Figure I.7 : Photo d'un jet de plasma froid utilisant l'hélium et d'un jet corona [29].

On donne ci-dessous quelques exemples d'applications étudiées dans le domaine de la médecine comme la stérilisation, le traitement des cellules cancéreuses ou encore l'aide à la cicatrisation et de la biologie montrant les capacités de ce type de plasmas.

I.3 Traitement par plasma

I.3.1 Traitement par plasma froid à pression atmosphérique des micro-organismes

Dans l'article [37], M. Laroussi et al. ont pu montrer que l'exposition à un jet de plasma des cellules d'E. Coli à l'état planctonique (cellules intestinales chez les mammifères) les a endommagées, à un point tel que l'intégrité de la membrane était largement affectée comme montrer dans la figure ci-dessous.

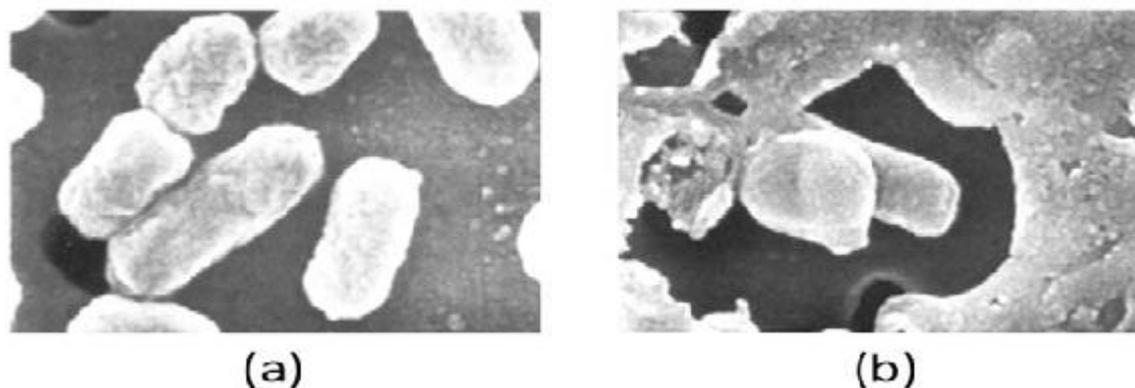


Figure I.8 : Image prise par microscopie à balayage électronique de cellules d'E. Coli (a) non traitées et (b) traitées par plasma froid [37].

Les dispositifs classiques utilisés pour la décontamination biologique et la stérilisation des instruments médicaux emploient des réactifs chimiques toxiques nécessitant des précautions d'utilisation importantes ou des dispositifs impliquant des températures élevées. Ces dispositifs ne peuvent donc pas être utilisés sur la peau ou sur des instruments médicaux thermosensibles.

I.3.2 Traitement par plasma froid à pression atmosphérique des plaies et des ulcères

Le traitement par plasmas froids à pression atmosphérique peut accélérer la guérison des plaies et des ulcères. Quelques effets de traitement par plasmas froids à pression atmosphérique sont présentés ci-dessous :

✓ **La décontamination des plaies :**

Grâce à la capacité de certains dispositifs à base de plasmas froids, des micro-organismes néfastes pour le corps peuvent être tués sans affecter les cellules saines.

✓ **L'inactivation et destruction des bios films bactériens :**

Dans l'article de M. Vleugels et al. [38], il a été montré qu'un plasma froid d'hélium et de dioxygène peut inactiver des biofilm de bactéries « *Pantoea agglomerans* » que l'on trouve chez les animaux et l'homme dans les plaies, le sang et les urines (c'est une bactérie que l'on

peut également trouver à la surface des plantes, des graines, dans le sol et dans l'eau). Il s'agit habituellement de microbes multiples contenant à la fois des bactéries anaérobies et aérobies. Ce sont en grande partie les bactéries anaérobies qui émettent la putrescine et la cadavérine causant les odeurs nauséabondes. Certaines bactéries aérobies, comme la *Proteus* et la *Klebsiella* peuvent aussi produire des odeurs désagréables. Les traitements par plasmas froids diminuent l'émission de ces odeurs en tuant les bactéries qui les produisent [39].

I.3.3 La coagulation du sang par plasma froid à pression atmosphérique

La capacité de l'organisme à faire coaguler le sang est essentiel à l'être humain. Les travaux expérimentaux de Fridman et al. [40] montrent que le traitement par plasma froid à pression atmosphérique accélère la coagulation du sang. La figure I.9, présente deux gouttes de sang prises d'un donneur en bonne santé et placées sur un substrat en acier. La goutte à droite se coagule naturellement pendant 15 min, alors que la goutte à gauche, traitée par un plasma froid à pression atmosphérique pendant 15s, coagule en moins d'une minute sans aucun dommage tissulaire.

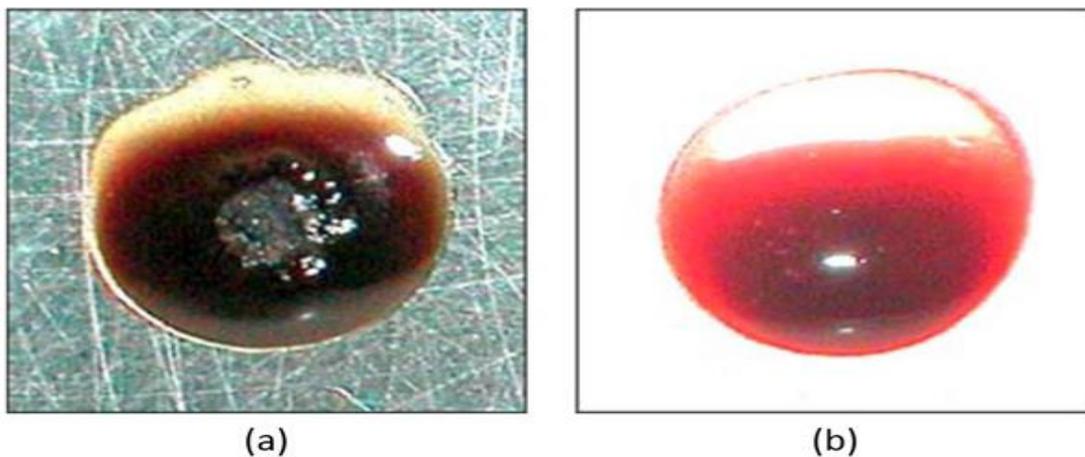


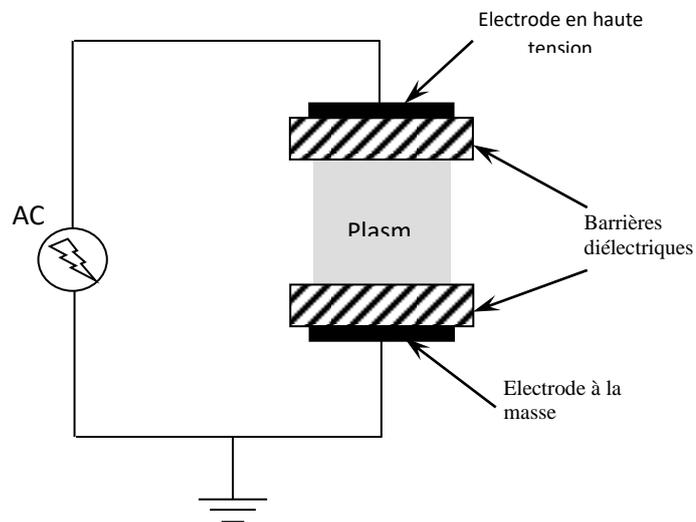
Figure I.9 : Photo de deux gouttes de sang prises 1 min après les avoir placées sur un substrat en acier. La goutte à gauche est traitée par plasma froid à pression atmosphérique pendant 15 s. La goutte à droite n'est pas traitée [40].

Les décharges à barrière diélectrique sont des exemples de ce type de plasma et font l'objet de cette étude.

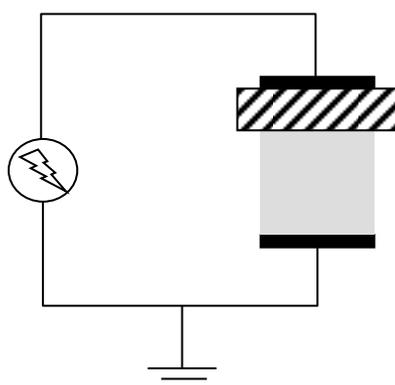
I.4 Décharge à barrière diélectrique :

Dans les DBDs, une décharge électrique est générée entre deux électrodes (au moins une est recouverte par un isolant électrique). Les matériaux courants pour les barrières diélectriques

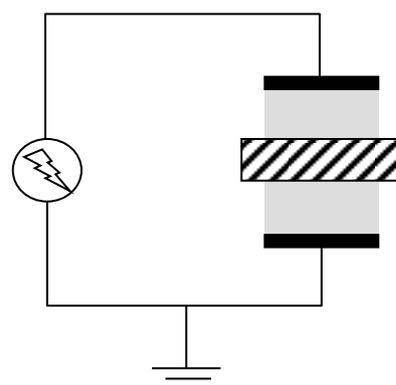
sont le verre, le quartz, la céramique ou les émaux. En outre, des films plastiques, du caoutchouc de silicone, des plaques de téflon et d'autres matériaux peuvent être utilisés [41]. Sa première enquête expérimentale a été rapportée par Werner Von Siemens en 1857 pour la production d'ozone [42]. Le DBD à pression atmosphérique fonctionne typiquement en mode filamentaire [43-45], mais dans des conditions de fonctionnement spécifiques, il est également possible d'opérer en mode diffus, où une homogénéité spatiale dans la direction parallèle aux électrodes est obtenue. Cela permet d'utiliser la décharge pour des traitements de surface homogènes à pression atmosphérique [46], [47]. Les DBD ont été un sujet intéressant pour de nombreux chercheurs en raison de sa simplicité de fonctionnement et de son grand potentiel dans les applications industrielles. Les DBD ont été largement utilisés dans la génération d'ozone [48], [49], le traitement de surface des matériaux [50], le dépôt de couches minces [51], la purification de l'air [52], traitement de l'eau [53], applications biologiques. Les DBD sont également utilisés dans la conception de lasers CO₂ haute puissance, de lampes excimères ultraviolettes (UV) et sous vide (VUV) et d'écrans plasma [54]. Il se compose d'un grand nombre de micro-décharges (filaments) de courte durée de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes et d'une taille inférieure au millimètre [43], [47].



a) Double barrières diélectriques



b) Barrière diélectrique à l'électrode



c) Barrière diélectrique entre les électrodes

Les DBD peuvent fonctionner selon deux régimes de décharge : les décharges filamenteuses et les décharges homogènes. Il existe deux types de DBD homogène selon le mécanisme de production d'électrons secondaires [55]. Dans une DBD homogène de type Townsend l'émission d'électrons secondaires a l'origine de l'auto-entretien du plasma est due à l'impact des ions sur les diélectriques. Une DBD de type glow (APGD Atmospheric Pressure Glow Discharge) est induite par une émission d'électrons secondaires par effet Penning (mécanisme de désexcitation de molécules métastables) [56]. Ce mode de décharge apparaît dans les DBD pour des conditions du produit entre la pression et la distance faible ($<1,3 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ pour l'air) [57]. La décharge de type filamentaire est une décharge dite de type streamer [58].

I.5. Décharge de type Streamer

La théorie du streamer a été développée par Loeb [59], Meek [60] et Raether [61]. Un streamer est un canal de décharge faiblement ionisé qui se propage très rapidement (10^8 cm/s) vers une ou les deux électrodes. Lorsque le produit « pd » (pression x distance inter-électrode) est relativement grand, l'évolution de l'avalanche électronique n'est plus simplement contrôlée par le champ extérieur. Au moment où la décharge est amorcée, les densités ioniques et électroniques deviennent si importantes qu'elles créent un champ de charge d'espace du même ordre de grandeur que le champ externe, ce qui va alors considérablement modifier le mode de propagation de l'avalanche par rapport à une décharge de type Townsend. D'après le critère de Loeb-Meek, lorsque le nombre d'électrons créés par l'avalanche électronique dépasse un seuil critique de $N_{cr} = 10^8$, il se crée un champ de charge d'espace du même ordre de grandeur que celui du champ externe et le claquage s'amorce sous un claquage de type streamer [62]. Ce claquage est beaucoup plus rapide que celui de Townsend, car il ne nécessite pas d'attendre la migration des ions jusqu'à la cathode.

Ce mécanisme est composée de trois étapes : d'une avalanche primaire, de la propagation du ou des streamers et de la création d'un filament ou d'un arc.

I.5.1 L'avalanche électronique

L'avalanche électronique est très intense et rapide lorsque le produit pd élevé, (de l'ordre de la nanoseconde), ne laissant pas le temps aux ions de migrer vers la cathode. L'évolution de cette avalanche est schématisée dans la Figure 1.11 pour des temps consécutifs. à la tête de l'avalanche se trouvent les électrons, tandis que les ions sont à l'arrière. Ce dipôle électrique

donne alors naissance à un champ de charge d'espace E' , qui devient significatif, lorsque le nombre d'électrons au sein de l'avalanche atteint 10^8 (critère de Loeb-Meek). A partir de cette valeur seuil, le champ E' , est du même ordre de grandeur que le champ externe, E_0 , et le champ au niveau de la tête de l'avalanche est alors déformé. La modification de ce champ accentue la vitesse de propagation de l'avalanche vers l'anode. Cette particularité permet de distinguer un claquage de type streamer par rapport au type Townsend.

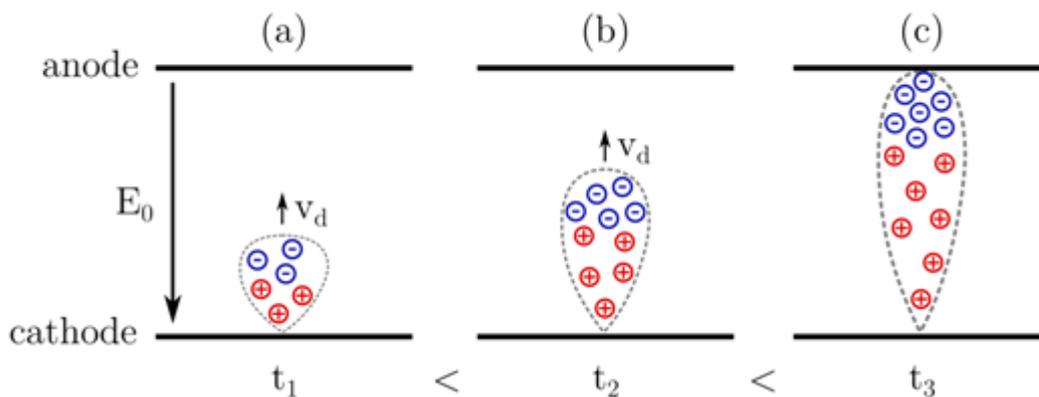


Figure I.11 : Schéma d'une avalanche électronique [63].

Selon l'amplification de l'avalanche, cette dernière n'atteint pas dans tous les cas l'anode.

I.5.2 Propagation du streamer

Si l'avalanche électronique atteint l'anode (configuration (c) sur la Figure 1.11), les électrons sont alors absorbés par l'anode, laissant à l'arrière une nappe d'ions. Un streamer positif est alors initié et se propage vers la cathode. Si par contre l'avalanche électronique devient suffisamment importante avant d'arriver à l'anode (configuration (b) sur la Figure 1.11), c'est-à-dire, si le nombre d'électrons atteint 10^8 , alors de cette avalanche se propage deux streamers : un négatif se dirigeant vers l'anode et un positif vers la cathode. Si l'avalanche électronique est suffisamment importante avant de quitter l'anode (configuration (a)), alors un streamer négatif s'en dégage et se propage jusqu'à l'anode.

I.5.3 Streamer dirigé vers la cathode (positif)

Le mécanisme principal de la propagation d'un streamer positif repose sur la photo ionisation, dont le principe est schématisé à la Figure I.12. Une fois que l'avalanche secondaire arrive au niveau de l'anode, les électrons sont absorbés, laissant une nappe d'ion au niveau de

l'électrode. Certaines espèces excitées durant l'avalanche primaire sont capables d'émettre un photon suffisamment énergétique pour ioniser un neutre (c'est le cas de l'azote avec l'oxygène). Les nouveaux électrons sont alors accélérés par le champ électrique total ($E_0 + E'$) vers la tête du streamer, déclenchant alors une seconde avalanche électronique. Une fois que les électrons ont atteint la tête du streamer, cette dernière est neutralisée, et les ions laissés à l'avant forment la nouvelle tête du streamer, qui va à son tour ioniser son voisinage par photo ionisation et créer une nouvelle avalanche secondaire, et ainsi de suite.

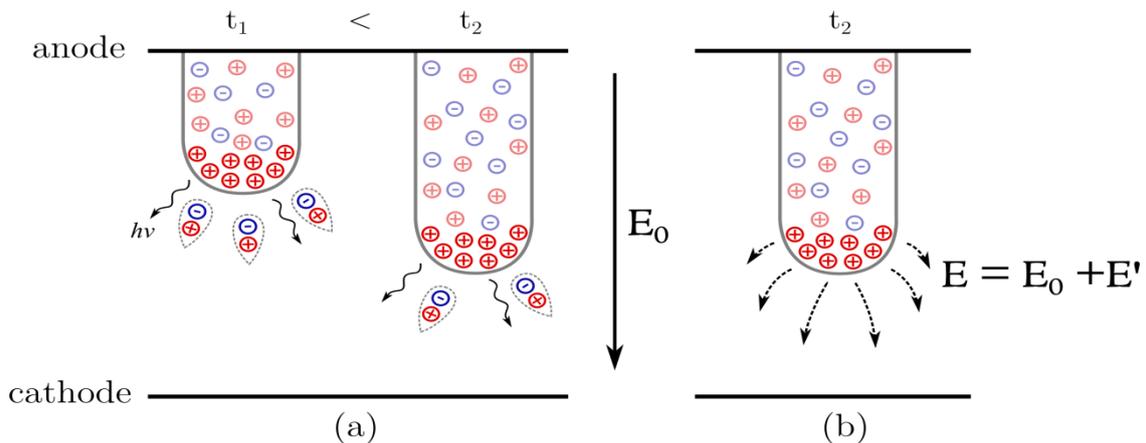


Figure I.12 : Représentation d'un streamer positif entre deux électrodes planes.

(a) Streamer positif à deux moments consécutifs. Les flèches ondulées représentent les photons responsables de la création des électrons germes. (b) Représentation des lignes de champ électrique. Les lignes en pointillées représentent la somme du champ électrique externe E_0 et du champ de charge d'espace E' [63].

I.5.4 Streamer dirigé vers l'anode (négatif)

Si le critère de Meek est atteint aux alentours de la cathode, alors un streamer négatif se forme. Ce streamer est composé d'une tête négative, et se propage dans le même sens que les électrons, à la différence du streamer positif. Comme le montre la Figure I.13, le champ électrique au niveau de la tête du streamer est relativement important et accélère les électrons. Tandis que ceux à l'arrière, où le champ est faible, contribuent à la neutralisation du canal conducteur. Bien que la photoionisation ne soit pas un paramètre nécessaire à la formation de ce streamer, elle peut être la source d'avalanches secondaires.

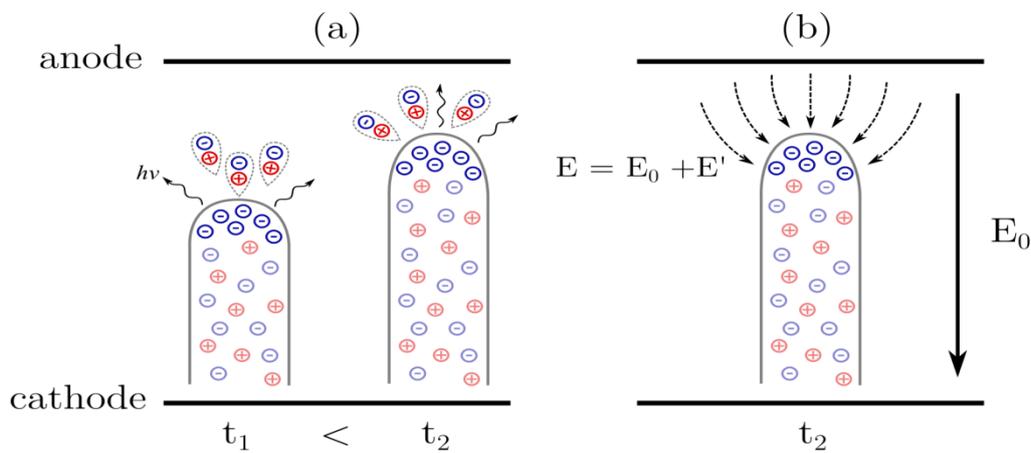


Figure I.13 : Schéma de la propagation d'un streamer négatif. (a) Evolution de la propagation du streamer pour deux moments consécutifs. Les flèches ondulées représentent les photons émis par la tête du streamer. (b) Le champ externe, E_0 , est représenté par la flèche continue, tandis que le champ total, $E_0 + E'$ aux alentours de la tête du streamer est représenté par les flèches en pointillés [63].

I.5.5 Création du filament ou de l'arc

Une fois que le ou les streamers ont atteint l'électrode opposée, un canal conducteur est créé entre l'anode et la cathode, comme schématisé à la Figure I.14. La température du gaz augmente rapidement, et à haute pression le plasma peut être considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique. Si le régime d'arc ne peut être atteint, par exemple dans une décharge à barrières diélectriques, le canal conducteur créé par la propagation des streamers est alors nommé filament et sa durée de vie est de l'ordre de quelques nanosecondes.

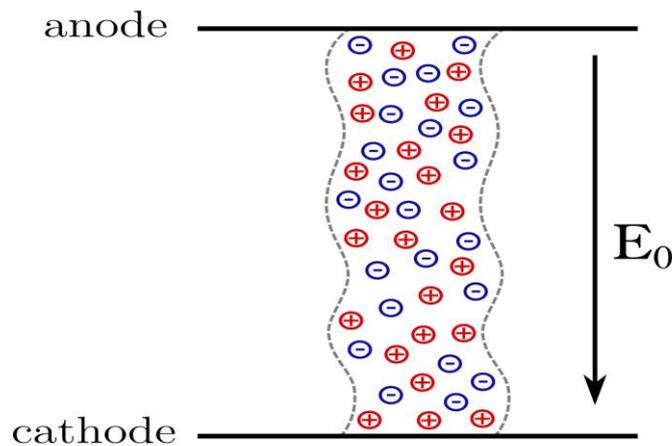


Figure I.14 : Schéma d'un arc ou d'un filament [63].

I.6 Comment éviter la formation d'arc ?

Dans ce cas l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique (DBD), un diélectrique solide est placé sur le passage du courant entre les deux électrodes et agit en tant qu'isolant. Comme montré dans la figure I.15, lorsqu'un canal de décharge se forme en présence du matériau isolant, des charges s'accumulent à la surface du diélectrique qui récupère alors une partie de la tension totale appliquée au système (1). La tension totale étant constante à un instant t , cette augmentation soudaine de la tension du diélectrique induit alors une chute de la tension appliquée sur le gaz (et donc sur le plasma), qui peut aller jusqu'à éteindre la décharge, bloquant ainsi la transition à l'arc. Après l'amorçage de plusieurs de ces canaux, appelés microdécharges (2) (diamètre de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$ avec des densités de courant de 100 à $1000\ \text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$ et durée de l'ordre de 10 à $100\ \text{ns}$), toute la surface du diélectrique se retrouve chargée, ce qui permet d'amorcer la décharge sous un champ plus faible lors du changement de polarité des électrodes(3) [64].

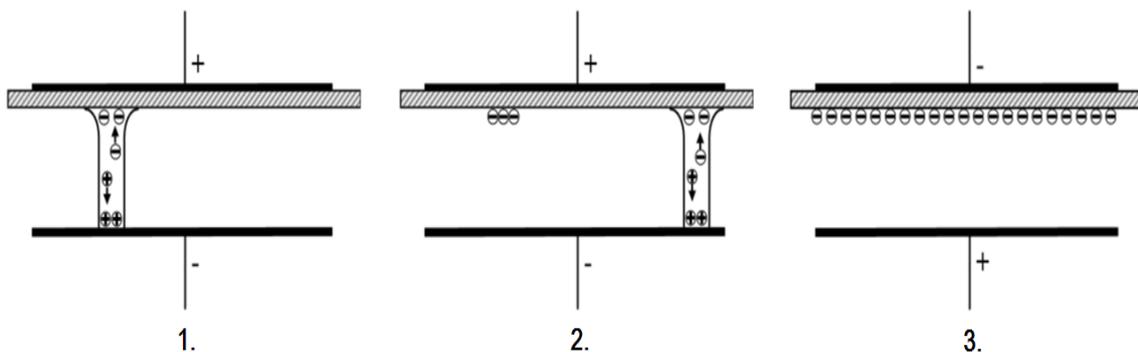


Figure I.15 : Principe de fonctionnement d'une DBD [64]

1. Amorçage d'un canal de décharge.
2. Extinction de la première microdécharge et amorçage d'une deuxième.
3. Changement de polarité appliquée sur les électrodes.

I.7 Différents régimes des DBD

Les décharges à barrières diélectriques fonctionnant à haute pression peuvent être classées en deux grandes familles selon leurs mécanismes de claquage : décharge filamentaire ou luminescente.

I.7.1 La décharge filamentaire [65]

De façon générale, une décharge contrôlée par barrière diélectrique sera obtenue en appliquant une tension de quelques centaines de volts à quelques kilovolts avec une fréquence de quelques kilohertz [66]. Dans ces conditions, la décharge fonctionnera dans un régime appelé filamentaire, La figure I.16 représente une photographie rapide d'une décharge filamentaire obtenue avec un temps de pause de 50 μ s sur laquelle des filaments de courant préférentiels sont clairement visibles. À noter qu'en prenant une seconde photographie identique d'un point de vue électrique, autrement dit sur une autre demi période, la position des filaments se trouve changée, du fait de leur faible durée de vie (quelques dizaines de nanosecondes) [67].



Figure I – 16 : Photographie d'une décharge filamentaire [65]
(temps de pause d'une demi-période).

I.7.2 La décharge homogène

Appeler aussi « décharge luminescente » Pour obtenir une décharge homogène qui peut être parfois recherchée pour certaines applications, telles que le dépôt de couche mince, la biodécontamination ou encore le contrôle de flux gazeux [67], [55]. Ces conditions incluent notamment l'augmentation de la fréquence, pouvant aller jusqu'à quelques mégahertz, et/ou

l'utilisation d'une alimentation impulsionnelle et/ou l'utilisation de gaz ou de mélanges de gaz spécifiques [68], [69].



Figure I.17 : Photographie d'une décharge homogène [70].

La figure I.17 montre une photographie, prise avec un temps de pause de $25\mu\text{s}$, permet d'observer la décharge avant le changement de polarité des électrodes. Il est notable que la lumière de la décharge n'est présente que d'un côté. L'électrode de masse étant située en haut et cette mesure étant faite sur l'alternance positive du courant, la lumière est donc ici le long de la cathode.

I.8 Applications des DBDs

Nous avons cité un grand nombre d'applications des décharges à barrières diélectriques. Plusieurs publications sont consacrées aux applications des lampes à excimères [67], de [71] à [75]. Nous nous intéresserons plus en détail à celles qui sont utilisées comme source de rayonnement VUV en insistant sur les recherches récentes.

Depuis les années 90, les DBD ont été étudiées dans le cadre de nombreuses applications comme, par exemple, la décontamination en milieu médical ou la création de flux d'air ionique pour le contrôle d'écoulement en aéronautique [76].

Récemment un système reposant sur la génération de DBDs de surface a été placé à proximité de la surface d'un échantillon à traiter contenant des cellules cancéreuses. Les espèces actives produites par la décharge sont alors mélangées à l'air au-dessus l'échantillon [77], ces dispositifs évoluent dans plusieurs domaines d'applications comme la stérilisation des tissus vivants [78], l'inactivation des bactéries, le traitement de surface et la formation des excimères de [79] à [83]. Plus récemment, Fridman et al. [84] ont développé une DBD à électrode flottante (FE-DBD). Similaire à la configuration précédente, elle se compose de deux électrodes : une électrode haute tension isolée et une électrode dite active, ce qui signifie que celle-ci n'est plus une électrode métallique mise à la terre mais peut être une peau humaine, un échantillon ou même un organe. L'électrode alimentée (HT) doit alors être assez proche de

la surface à traiter (distance < 3 mm) pour créer la décharge. Ce dispositif a été utilisé dans la stérilisation des tissus vivants ainsi que dans la désactivation des bactéries *Bacillus stratosphericus* [85] à [87], Figure I.18.

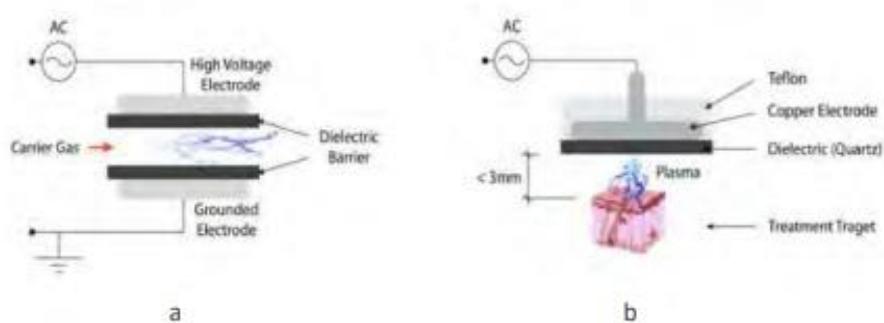


Figure I.18 : Configuration d'une DBD classique (a) et d'une DBD à électrode flottante (b) destinée à la stérilisation des tissus vivants [85] à [87].

I.8.1 Production d'Ozone

L'une des applications les plus anciennes des décharges à barrières diélectriques est la production d'ozone pour de grandes installations industrielles [88].

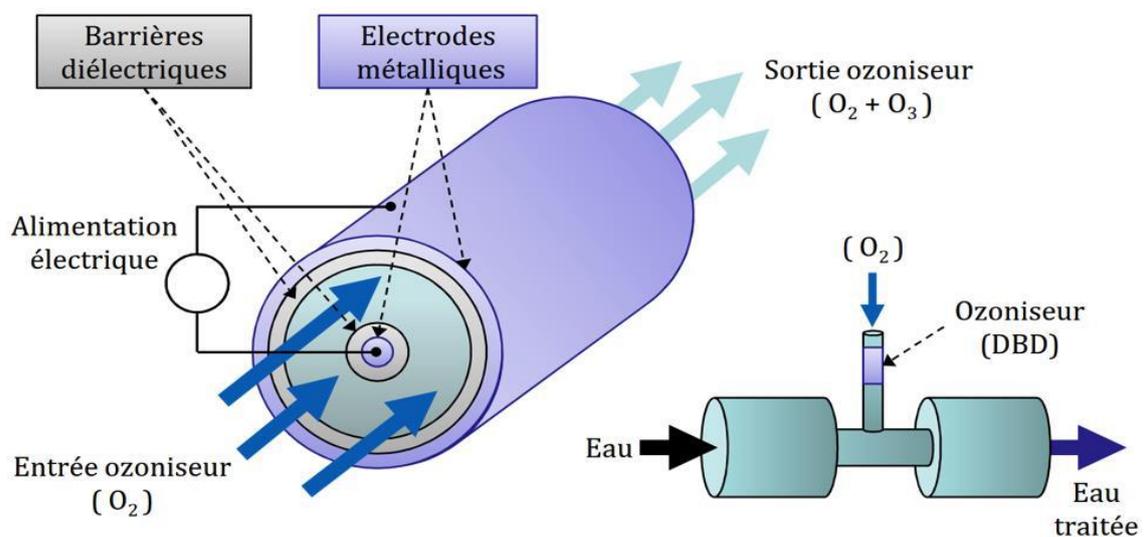


Figure I-19 : Schéma de principe d'un Ozoniseur pour le traitement d'eau [88].

Le traitement de l'eau peut se faire via la DBD lampe mais aussi par le biais de décharge couronne. La décharge par lampe DBD a l'avantage d'avoir un double effet. Elle produit de l'ozone lors du passage de l'air devant la lampe mais a un effet germicide sur les micro-organismes lorsque l'eau passe devant la lampe, grâce à la production d'UV. Le système est assez volumineux et on produit moins d'ozone que par décharge couronne. Pour créer de l'ozone par décharge couronne, il faut faire passer de l'air à travers une décharge électrique très forte. Et c'est ce dernier qui va fissurer les molécules d'oxygène et créer la molécule d'ozone. Ce système est comparable à la réaction provoquée par les éclairs lors d'un orage. Le procédé corona a pour avantage de nécessiter une consommation électrique moindre que la lampe DBD pour une production égale d'ozone. Mais pour produire une quantité d'ozone importante il faudra de l'air sec, il faudra donc rajouter dans le dispositif un système de sécheur d'air.

I.8.2 Les écrans à plasma

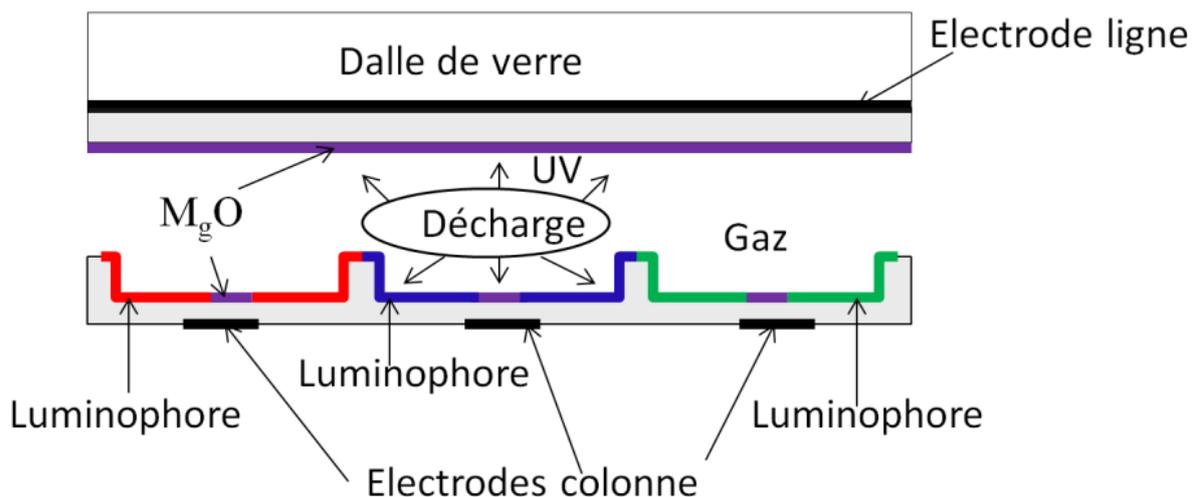


Figure I-20 : Coupe transversale d'une cellule d'un écran à plasma [88].

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 [89]. 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 μ m.

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). Un des rôles de l'oxyde de magnésium est la protection du diélectrique du bombardement ionique constant [90].

Ces électrodes sont disposées en lignes et en colonnes. L'intersection entre une électrode ligne et une électrode colonne définit une cellule. Trois cellules élémentaires constituent un pixel de l'écran. Une décharge lumineuse se produit dans chacune de ces trois cellules et elles correspondent aux trois couleurs de base (rouge, vert et bleu). L'émission d'UV est convertie en rayonnement visible par excitation de luminophores déposés dans chaque cellule.

I.8.3 Traitement de surface

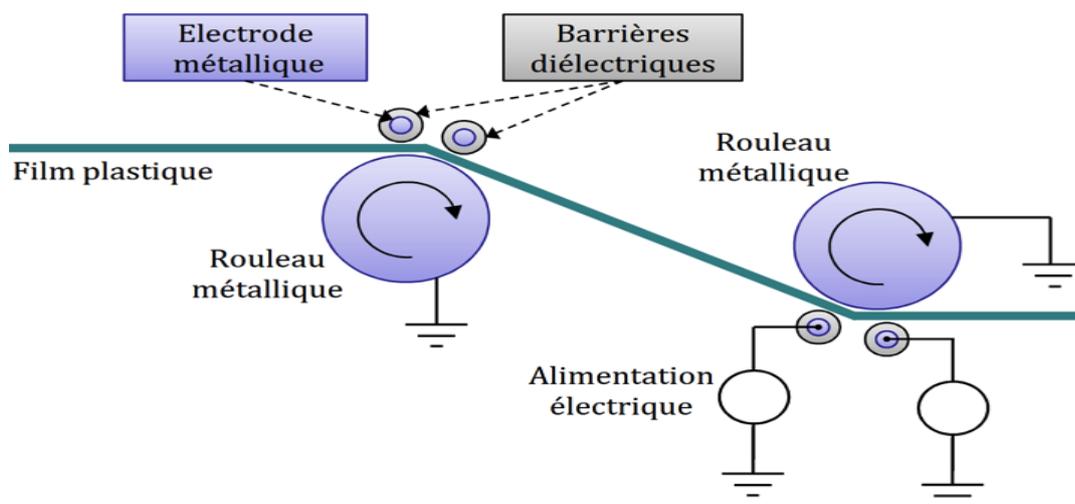


Figure I-21 : Traitement de surface de plastique via DBD.

Les polymères et les matières plastiques deviennent très présents au quotidien et dans l'industrie, Ces matériaux ont une énergie de surface très faible et c'est ce qui rend leurs surfaces non réceptives à une encre d'impression, ou à la liaison (collage) [91]. Une augmentation significative de l'énergie de surface de ces matériaux est possible grâce aux DBD. Ceci améliore ainsi l'adhérence, l'imprimabilité [92]. Le processus est montré par la Figure I-21. Les dépôts de couches minces peuvent être envisagés via un traitement plasma, en effet lorsque nous mettons une pièce en contact avec un plasma contenant une ou plusieurs espèces, nous pouvons former sur la surface de cette pièce un film [93]. Nous pouvons citer le cas de dépôt de couches sur les cellules photovoltaïques ou de dépôt de couches hydrophobes sur une surface. En bombardant d'ions sur une surface, et selon le gaz, on peut nettoyer cette surface ou la préparer pour un assemblage ou même une soudure.

I.8.4 Irradiation de l'ADN et des micro-organismes par UVL

Sontag et Dertinger [94] ont montré sur des films anhydres d'ADN, que la survie de l'ADN non fragmenté après une irradiation UVL était très faible tandis qu'une irradiation à 206 nm ne causait que peu de dommage.

Lerouge *et al.* Précisent le rôle de la radiation UVL dans la stérilisation par plasma à basse pression. L'efficacité biologique des radiations UVL varie principalement en fonction de la longueur d'onde. Les photons émis par un plasma d'hydrogène dans un domaine de longueurs d'onde allant de 115 nm à 170 nm ont un effet important sur les spores car ils attaquent non seulement les molécules d'ADN mais aussi les membranes des spores [95].

Une étude récente [96] consistant à irradier des micro-organismes par la troisième et quatrième harmonique d'un laser YAG a montré que les longueurs d'onde de l'ordre de 200 nm causaient plus de dommages que les longueurs d'onde plus élevées (355 nm) sur deux micro-organismes typiques procaryote (*Escherichia coli*) et eucaryote (*Saccharomyces cerevisiae*). La source de rayonnement, son intensité et sa longueur d'onde influent donc aussi sur les dommages causés aux micro-organismes.

Le traitement UVL en vue d'une stérilisation peut donc s'envisager comme une étape ultime de stérilisation visant notamment à éliminer des protéines (du type prion par exemple) dépourvus d'acides nucléiques car l'ADN est plus sensible à une irradiation UV-C [95].

L'équipe de M. Kuzumoto a développé un laser au CO₂ [97] émettant à 10.6 μ m qui par rapport aux autres lasers du même type, présente l'avantage d'avoir une décharge plus stable et utilise des alimentations bon marché. Les lampes fluorescentes et sources d'ultraviolets sont utilisées pour la création de panneaux lumineux, de tubes fluorescents et de téléviseurs. La figure I.22 montre la structure d'un panneau lumineux décrit par G. Auday [98] et T. Beaudette [99] accompagné de la photographie d'une lampe plane réalisée par la fondation Targetti [100].

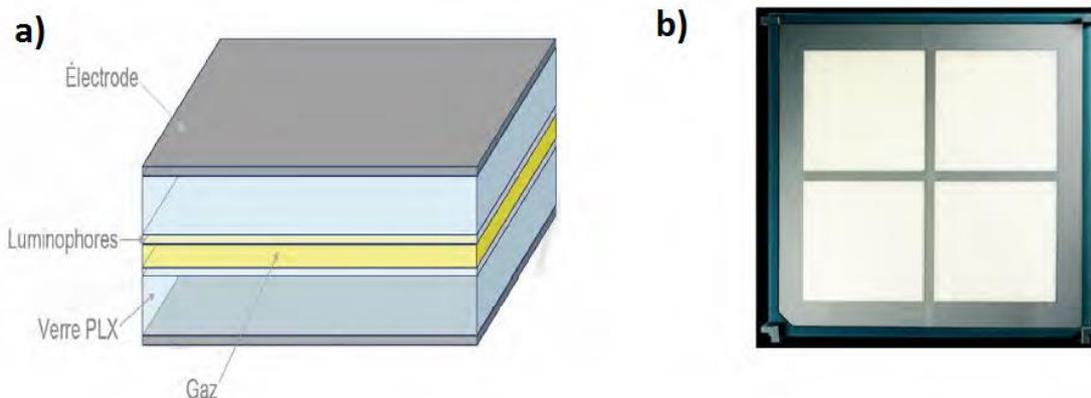


Figure I.22 : – a) Structure d'une lampe plane [99]. b) Photographie d'une lampe plane du commerce [100].

I.8.5 Lampes à excimères de gaz rares

Les lampes à excimères sont une importante application des DBD, utilisées pour générer des photons UV. Elles sont constituées d'enceintes de quartz contenant un mélange de gaz rares générateur d'excimères. Les parois de l'enceinte constituent le diélectrique en lui-même, une électrode externe transparente ou perforée de manière à laisser échapper le rayonnement UV complète la structure. L'utilisation de DBD permet d'employer de fortes densités de puissance et des fréquences élevées [101].

Les lampes à excimère de xénon fonctionnant par décharges à barrière diélectrique sont aujourd'hui fabriquées industriellement. Ce type de lampes utilisées pour l'éclairage est notamment développé par la société OSRAM sous la marque *Planon*. Les caractéristiques fournies par le constructeur font état d'une durée de vie supérieure à 100 000 h et d'une efficacité lumineuse, supérieure à celle des lampes fluorescentes à vapeur de mercure, relativement constante dans le domaine de température de -30°C à $+85^{\circ}\text{C}$. Ces lampes sont rectangulaires (de diagonale jusqu'à 21,3"), plates (épaisseur inférieure à 10mm) et la puissance lumineuse émise est de l'ordre de 6000Cd/m^2 (figure I.23).



Figure I.23 : Lampe Planon utilisée pour l'éclairage [95].

I.8.6 Excilamps



Figure I.24 : exemple d'excilamps [102].

Les excilamps sont des lampes à décharge à barrière diélectrique utilisant des excitations d'excimère qui se réfère à l'état supérieur excité lié d'une molécule qui se rompt et un photon est émis. Les lampes à excimère sont des sources lumineuses presque monochromatiques qui peuvent fonctionner sur une large gamme de longueurs d'onde dans les gammes spectrales ultraviolette (UV) et ultraviolette vac-uum (VUV). La longueur d'onde de rayonnement dépend du gaz composant la lampe. les longueurs d'onde émises sont dans la région UV-C pour le krypton et le xénon (respectivement 148 [103] et 172 nm [104] pour le maximum de crête) avec une distribution d'émission de photons lorentzienne. L'émission du spectre UV est importante pour la bio-décontamination de l'eau ou de la surface [105] à [107]. Ces excilamps représentent des sources utiles émettant un rayonnement UV à bande étroite qui initie l'oxydation et la minéralisation des substrats organiques contenus dans l'eau ou les

contaminants de l'air. De plus, ce type de lampes est utilisé dans le traitement des maladies de la peau telles que le psoriasis ou le vitiligo avec l'avantage de traiter exclusivement la peau affectée [108]. Le krypton et le xénon sont généralement utilisés dans des mélanges, par exemple les excilampes KrCl [109] ou XeBr [110] émettant des UV-C, respectivement 222 et 282 nm, la longueur d'onde étant très efficace pour l'inactivation des bactéries dans l'eau infectée [111].

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré l'intérêt principal des DBD est de produire une décharge/plasma à basse température jusqu'à des pressions voisines de la pression atmosphérique. On imagine bien l'avantage de cette basse température pour les traitements de surface mais aussi pour des applications d'éclairage et pour générer des photons UV. Les applications biomédicales nécessitent un plasma non thermique avec une température de l'ordre de la température ambiante et sans passage à l'arc. Plusieurs configurations, notamment des décharges à barrières diélectriques (DBD), que ce soit sous forme de jets ou avec une électrode flottante ont été mises au point par les différentes équipes travaillant dans le domaine du plasma médecine.

Référence bibliographie :

- [1] Fridman A and Kennedy L, 2004, *Plasma Physics and Engineering* (Taylor & Francis Routledge).
- [2] Langmuir I, 1928, *Oscillations in Ionized Gases, Proc. Natl. Acad. Sci.* **14** 627–37.
- [3] Kristaq GAZELI Octobre 2015, 'Étude expérimentale de micro-plasmas froids à la pression atmosphérique générés par des hautes tensions de formes différentes' Université de Patras (grèce).
- [4] Rémi Mathon 2015 'Décharge a Barrières Diélectriques à pression atmosphérique pour la charge bipolaire d'aérosol' université paris-Saclay.
- [5] Fridman A, 2008, *Plasma Chemistry*, Cambridge University press, ISBN-13: 978-0-521-
- [6] Wolf R A, 2013, *Atmospheric Pressure Plasma for Surface Modification*, (Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc.), ISBN: 978-1-118-01623-7.
- [7] Laroussi M and Lu X, 2005, *Room-temperature atmospheric pressure plasma plume for biomedical applications, Appl. Phys. Lett.* **87** 113902.
- [8] Bárdos L and Baránková H, 2010, *Cold atmospheric plasma: Sources, processes, and applications, Thin Solid Films* **518** 6705–6713.
- [9] Förster S, Mohr C and Viöl W, 2005, *Investigations of an atmospheric pressure plasma jet by optical emission spectroscopy, Surf. Coatings Technol.* **200** 827–830.
- [10] Von Woedtke T, Reuter S, Masur K and Weltmann K-D, 2013, *Plasmas for medicine, Phys. Rep.* **530** 291–320.
- [11] Inagaki N: *Plasma surface modification and plasma polymerization*: CRC Press; 2014.
- [12] Federici G, et al : *Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. Nuclear Fusion* 2001, 41(12):1967.
- [13] Denes FS, Manolache S: *Macromolecular plasma-chemistry: an emerging field of polymer science. Progress in polymer science* 2004, 29(8):815.
- [14] Samir U, Wright Jr K, Stone NH: *The expansion of a plasma into a vacuum: Basic phenomena and processes and applications to space plasma physics. Reviews of Geophysics* 1983, 21(7):1631.
- [15] Kirk JG, Melrose DB, Priest ER: *Plasma Astrophysics: Saas-Fee Advanced Course 24.Lecture Notes* 1994. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, vol. 24: Springer Science & Business Media; 2006.
- [16] Dyakonov MI, Shur MS: *Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two*

- dimensional electron fluid. *IEEE Transactions on Electron Devices* 1996, 43(10):1640.
- [17] Fridman A: Plasma chemistry: Cambridge university press; 2008.
- [18] Knoll AJ, Zhang S, Lai M, Luan P, Oehrlein GS: Infrared studies of gas phase and surface processes of the enhancement of catalytic methane decomposition by low temperature Plasma. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2019.
- [19] Yao Y, Hu S, Chen W, Huang Z-Q, Wei W, Yao T, Liu R, Zang K, Wang X, Wu G: Engineering the electronic structure of single atom Ru sites via compressive strain boosts acidic water oxidation electrocatalysis. *Nature Catalysis* 2019:1.
- [20] Yao XM, Jiang N, Peng BF, Guo H, Lu N, Shang KF, Li J, Wu Y: Characteristics of a corona discharge ignited by a MgO/NiO/Ni sandwich cathode with high secondary electron emission for VOC degradation. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2018,51(43):10.
- [21] Sarangapani C, Ziuzina D, Behan P, Boehm D, Gilmore BF, Cullen PJ, Bourke P: Degradation kinetics of cold plasma-treated antibiotics and their antimicrobial activity. *Scientific Reports* 2019, 9:15.
- [22] Gan L, Zhang S, Poorun D, Liu D, Lu X, He M, Duan X, Chen H: Medical applications of nonthermal atmospheric pressure plasma in dermatology. *JDDG: Journal der Deutschen Dermatologischen Gesellschaft* 2018, 16(1):7.
- [23] Keidar M, Yan D, Beilis II, Trink B, Sherman JH: Plasmas for treating cancer: opportunities for adaptive and self-adaptive approaches. *Trends in biotechnology* 2018, 36(6):586.
- [24] Karahan A, Abbasoglu A, Isik SA, Cevik B, Saltan C, Elbas NO, Yalili A: Factors Affecting Wound Healing in Individuals With Pressure Ulcers: A Retrospective Study. *Ostomy Wound Manag* 2018, 64(2):32.
- [25] Koban I, Duske K, Jablonowski L, Schröder K, Nebe B, Sietmann R, Weltmann KD, Hübner NO, Kramer A, Kocher T: Atmospheric Plasma Enhances Wettability and Osteoblast Spreading on Dentin In Vitro: Proof-of-Principle. *Plasma Processes and Polymers* 2011, 8(10):975.
- [26] Größner-Schreiber B, Teichmann J, Hannig M, Dörfer C, Wenderoth DF, Ott SJ: Modified implant surfaces show different biofilm compositions under in vivo conditions. *Clinical oral implants research* 2009, 20(8):817.
- [27] Dubinov AE, Kozhayeva JP, Zuimatch EA: Changing germination rate of brown mustard seeds after treatment with plasmas of nanosecond electric discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science* 2017, 45(2):294.

- [28] Zhang K, Perussello CA, Milosavljević V, Cullen P, Sun D-W, Tiwari BK: Diagnostics of plasma reactive species and induced chemistry of plasma treated foods. *Critical reviews in food science and nutrition* 2019:1.
- [29] Farah FAWAZ ‘Simulation multidimensionnelle d'un jet de plasma froid d'hélium pour des applications biomédicales’ Université Toulouse 3 - Paul Sabatier 2019.
- [30] P. Audier, T. Orriere, N. Benard, « Electrohydrodynamic gas flow in a positive corona discharge », *J. Appl. Phys.* 125, 133303 ; <https://doi.org/10.1063/1.5056240>, (2019).
- [31] M. Kuchenbecker¹, N. Bibinov, A Kaemling, D. Wandke, P. Awakowicz, « Characterization of DBD plasma source for biomedical applications », *J. Phys. D : Appl. Phys.* 42 045212 (10pp), (2009).
- [32] B. Deguilhem, « Calcul ab Initio d’observables pour les Condensats d’hélium métastable », Thèse de l'Université de Toulouse Paul Sabatier, (2010).
- [33] A. Carrington, C.H. Pyne, P.J. Knowles, « Microwave electronic spectrum of the He⁺² ion », *J. Chem. Phys.* 102, 5979, (1995).
- [34] W.C. Tung, M. Pavanello, L. Adamowicz, « Very accurate potential energy curve of the He²⁺ ion », <https://doi.org/10.1063/1.3692800>, *J. Chem. Phys.* 136, 104309 (2012).
- [35] X. Lu, M. Laroussi, V. Puech, « On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets », *Plasma Sources Sci. Technol.* 21 034005 (17pp), (2012).
- [36] F. Marchal, H. Robert, N. Merbahi, C. Fontagné-Faucher, M. Yousfi, C. E. Romain, O. Eichwald, C. Rondel and B Gabriel, « Inactivation of Gram-positive biofilms by low-temperature plasma jet at atmospheric pressure », *J. Phys. D : Appl. Phys.* 45 345202 (11pp), (2012).
- [37] M. Laroussi, J. P. Richardson, and F. C. Dobbs, « Effects of nonequilibrium atmospheric pressure plasmas on the heterotrophic pathways of bacteria and on their cell morphology », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 4, pp. 772–774, (2002).
- [38] M. Vleugels, G. Shama, X. T. Deng, E. Greenacre, T. Brocklehurst, M. G. Kong, Atmospheric Plasma Inactivation of Biofilm-Forming Bacteria for Food Safety Control », *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, VOL. 33, NO. 2, (2005).
- [39] K. Becker, A. Koutsospyros, S. M. Yin, C. Christodoulatos, N. Abramzon, J. C. Joaquin, G. Brelles-Marino, « Environmental and biological applications of microplasmas », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 47, no. 12B, pp. B513–B523, (2005).

- [40] G. Fridman, M. Peddinghaus, H. Ayan, A. Fridman, M. Balasubramanian, A. Gutsol, A. Brooks, G. Friedman, "Blood Coagulation and Living Tissue Sterilization by Floating-Electrode Dielectric Barrier Discharge in Air" *Plasma Chem. Plasma Process.* 26 425, (2006).
- [41] Bhesh Bahadur Thapa¹ and Raju Bhai Tyata « study of dielectric barrier discharge in air and estimation of electron density and energy deposition » *JScE* Vol. 7, November 2019.
- [42] Konelschatz U, Eliasson B and Egli W (1997). Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications. *Journal De Physique IV*. Vol 7:47-66.
- [43] Brandenburg R, Navratil Z, Jansky J, St'ahel P and Wagner H-E (2009). The Transition Between Different Modes of Barrier Discharges at Atmospheric Pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42: 1-10.
- [44] Dramane B, Zouzou N, Moreau E, Mizuno A and Touchard G (2008). Characteristics of a DBD in Axisymmetric and Planar Configurations: Electrical properties. *International Journal of Plasma Environmental Science and Technology*, Vol. 2, No. 2, 89-94.
- [45] Sun Y, Zeng M and Cui Z (2012). Research on Electrical Discharge. *Japanese Journal of Applied Physics* 51 09MF15: 1-4.
- [46] Tyata W H, Yap S L and Wong C S (2014). Electrical Characteristics and Modeling of a Filamentary DBD in Atmospheric Air. *Sains Malaysiana*, 43(2): 583-594.
- [47] Xiaoping T, Ronde X, and Hui L (2012). Electrical Characteristics of DBDs in Atmospheric Pressure Air Using a Power Frequency Voltage Source. *Plasma Science and Technology*, Vol. 14, No. 8, 723-727.
- [48] Tyata R B, Subedi D P and Wong C S (2016). Electrical Characterization of Dielectric Barrier Discharge. *International Journal of Pure and Applied Researches*, Vol.1(1), 1-8.
- [49] Pekarek S (2012). Experimental Study of Surface DBD in Air and Its Ozone Production. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45: 1-9.
- [50] Liu W, Ma C, Zhao S, Chen X, Wang T, Zhao L, Li Z, Niu J, Zhu L and Chai M (2018). Exploration to Generate Atmospheric Glow Discharge Plasma in Air. *Plasma Science and Technology* 20, Chinese Academy and Sciences and IOP publishing: 1-14.
- [51] Dong-Ling B, Yun W and Min J (2018). Characterisation of Surface Dielectric Barrier Discharge Based on PI/Al₂O₃ Nanocomposite. *Plasma Process polym.* 1-12.
- [52] Lopez-Fernandez J A, Pena-Eguiluz R, Lopez-Callejas R, Marcado-Cabrera A, Valencia-Alvarado R, Munoz-Castro A and Rodriguez-Mendez B G (2017). Electrical Model of Dielectric Barrier Discharge Homogenous and Filamentary Modes. *Journal of Physics: Conference Series* 792: 1-8.

- [53] Gyawali H P, Shrestha S, Nakarmi N and Tyata R B (2018). Effects of Coaxial Dielectric Barrier Discharge on Water Treatment at Different Sites of Kathmandu Valley, Nepal. *Journal of Science and Engineering*, Vol. 5, No. 1, 1-6.
- [54] Yahila A(2016). The Electrical Characteristics of the dielectric Barrier Discharges. *Physics of Plasmas*: 23: 1-11.
- [55] Massines, F, Gherardi, N., Naudé, N. & Segur, P., 2009. Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges. *The european physical journal: applied physics*, 47(2), p. 22805.
- [56] Massines, F. et al, 1998. Expérimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier. *Journal of applied physics*, 83(6), p. 2950.
- [57] Choi, J. H. et al, 2006. Investigation of the transition between glow and streamer discharge in atmospheric air. *Plasma Source Science and Technology*, Volume 15, pp. 416-420.
- [58] Chirokov, A., Gutsol, A. & Fridman, A., 2005. Atmospheric pressure plasma of dielectric barrier discharges. *Pure and Applied Chemistry*, 77(2), pp. 487-495.
- [59] Loeb L. B. (1960), *Basic Processes of Gaseous Electronics*, Uni. Of California Press.
- [60] Raether H (1964), *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworth.
- [61] Meek J. M. and Craggs J. D. (1978), *electrical breakdown of gases*, Wiley.
- [62] J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of gases*. Clarendon Press, Oxford, (1953).
- [63] Claire Douat 2014 « Etude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique » Université Paris Sud - Paris XI.
- [64] Naudé N 2005 Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : modèle et expérience Thèse de doctorat (Toulouse, France: Université Paul Sabatier)
- [65] Morgane Laurent 2017 « Utilisation d'une décharge à barrière diélectrique pour développer une matrice polymère plasma dégradable pour des applications vasculaires » Université de Toulouse, France.
- [66] Massines F, Sarra- Bournet C, Fanelli F, Naudé N and Gherardi N 2012 Atmospheric Pressure Low Temperature Direct Plasma Technology: Status and Challenges for Thin Film Deposition Plasma Process. *Polym.* **9** 1041–73

- [67] Kogelschatz U 2003 Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** 1–46
- [68] Tendero C, Tixier C, Tristant P, Desmason J and Leprince P 2006 Atmospheric pressure plasmas: A review *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **61** 2–30
- [69] Bazinette R, Subileau R, Paillol J and Massines F 2014 Identification of the different diffuse dielectric barrier discharges obtained between 50kHz to 9MHz in Ar/NH₃ at atmospheric pressure *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 1–9
- [70] Massines F, Gherardi N, Naudé N and Ségur P 2005 Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 577–88
- [71] T. Oppenlander et E. Sosnin, «Mercury-free vacuum -(vuv) and uv excilamps : Lamps of the future ? », *IUVA news*, vol. 7, pp. 16–20, 2005.
- [72] T. Oppenlander, « Mercury-free sources of vuv/uv radiation : application of modern excimer lamps (excilamps) for water and air treatment », *J. Environ Eng. Sci.*, vol. 7, pp. 253–264, 2007.
- [73] U. Kogelschatz, B. Eliasson et W. Egli, « Dielectric-barrier discharges. principle and applications. », dans *XXIIIrd International Conference on Phenomena in Ionized gases, J. Phys. IV*, vol. C4 - 7, pp. 47–66, ICPIG, July 1997.
- [74] U. Kogelschatz, « Excimer lamps : History, discharge physics, and industrial applications», dans Tarasenko, VF and Mayer, GV and Petrash, GG, redacteur, *Atomic and Molecular Pulsed Lasers V*, vol. 5483 de *Proceedings of the Society of Photo-optical instrumentation Engineers*, pp. 272–286, SPIE, 2004, 6th International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers, Tomsk, RUSSIA, SEP 15-19, 2003.
- [75] E. A. Sosnin, T. Oppenlander et V. F. Tarasenko, « Applications of capacitive and barrier discharge excilamps in photoscience », *Journal of Photochemistry and Photobiology*, vol. 7, pp. 145–163, 2006.
- [76] Brandenburg, Rony. “Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments”. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.5 (2017), p. 053001.
- [77] Han, D and Cho J M. “Antitumorigenic effect of atmospheric-pressure dielectric barrier discharge on human colorectal cancer cells via regulation of Sp1 transcription factor”. In: *Sci. Rep.* 7 43081 (2017).

[78] M. mohamed khaled kahalerras 2018 « Caractérisation des matériaux piézoélectriques dédiés à la génération des décharges plasmas pour applications biomédicales » Institut National Polytechnique de Toulouse.

[79] E. García-Alcantara et al., « Accelerated Mice Skin Acute Wound Healing In Vivo by Combined Treatment of Argon and Helium Plasma Needle », *Arch. Med. Res.*, vol. 44, no 3, p. 169-177, avr. 2013.

[80] M. H. Chiang, J. Y. Wu, Y. H. Li, J. S. Wu, S. H. Chen, et C. L. Chang, « Inactivation of *E. coli* and *B. subtilis* by a parallel-plate dielectric barrier discharge jet », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 204, no 21, p. 3729-3737, août 2010.

[81] D. Ziuzina, S. Patil, P. J. Cullen, K. M. Keener, et P. Bourke, « Atmospheric cold plasma inactivation of *Escherichia coli* in liquid media inside a sealed package », *J. Appl. Microbiol.*, vol. 114, no 3, p. 778-787, mars 2013.

[82] B. Eliasson, M. Hirth, et U. Kogelschatz, « Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 20, no 11, p. 1421, 1987.

[83] V. F. Tarasenko, « Excilamps as efficient UV-VUV light sources », *Pure Appl. Chem.*, vol. 74, no 3, p. 465–469, 2009.

[84] A. Chirokov, A. Gutsol, et A. Fridman, « Atmospheric pressure plasma of dielectric barrier discharges », *Pure Appl. Chem.*, vol. 77, no 2, p. 487–495, 2009.

[85] G. Fridman et al. « Blood Coagulation and Living Tissue Sterilization by Floating-Electrode Dielectric Barrier Discharge in Air », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 26, no 4, p. 425-442, août 2006.

[86] G. Fridman et al., « Floating Electrode Dielectric Barrier Discharge Plasma in Air Promoting Apoptotic Behavior in Melanoma Skin Cancer Cell Lines », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 27, no 2, p. 163-176, avr. 2007.

[87] M. Cooper, G. Fridman, A. Fridman, et S. g. Joshi, « Biological responses of *Bacillus stratosphericus* to Floating Electrode-Dielectric Barrier Discharge Plasma Treatment », *J. Appl. Microbiol.*, vol. 109, no 6, p. 2039-2048, déc. 2010.

[88] Mame Andallah Diop « Alimentation sans transformateur pour dispositif de Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) » thèse de doctorat l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier janvier 2017.

[89] A. ABAHAZEM, « *Etudes Experimentales Des Decharges Couronne Pour La Depollution Des Gaz* », thèse de doctorat, Université de Toulouse III – Paul Sabatier, 2009.

[90] C.PUNSET. «Modélisation bidimensionnelle fluide d'un écran plasma ».Thèse de l'université de Toulouse 3, 1998.

[91] F. MASSINES, G.GOUDA, N. GHERARDI, M. DURAN, E. CROQUESEL. « *The Role of Dielectric Barrier Discharge Atmosphere and Physics on Polypropylene Surface Treatment*». Plasmas and Polymers, Vol. 6, Nos. 1/2, June 2001.

[92] F. MASSINES, G. GOUDA « A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure »,J. Phys. D: Appl. Phys., 31 (1998), pp. 3411–3420.

[93] R. COZZOLINO. «Etude des couches minces organométalliques déposées par procédé plasma basse pression à partir de Zirconium Tert Butoxide : application aux traitements antireflets ».Thèse de l'université de Toulouse Paul Sabatier, 2012.

[94] W. Sontag et H. Dertinger, «Energy requirements for damaging dna molecules – iii. the mechanisms of inactivation of bacteriophage ϕ x 174 dna by vacuum ultra-violet radiation », *International Journal of Radiation Biology*, vol. 27, pp.543–552, 1975.

[95] Georges Jabbour « Etude des excimères de krypton et de xénon par TALIF Applications aux décharges à barrière diélectrique dans le krypton » thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier septembre 2009.

[96] M. K. Azar Daryany, R. Massudi et M. Hosseini, «Photoinactivation of escherichia coli and saccharomyces cerevisiae suspended in phosphate-buffered saline-a using 266- and 355-nm pulsed ultraviolet light », *Current Microbiology*, vol. 56,pp. 423–428, 2008.

[97] M. Kuzumoto, S. Ogawa, M. Tanaka, and S. Yagi, “Fast axial flow co₂ laser excited by silent discharge,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 26, no. 6, pp. 1130–1134, 1990.

[98] G. Auday, J. Zhang, and D. Duron, “Flat uv lamp with coplanar discharge and uses thereof,” Aug. 10 2006. US Patent App. 12/064,153.

- [99] T. Beaudette, P. Guillot, P. Belenguer, T. Callegari, and G. Auday, "Experimental characterization of dielectric barrier discharges for mercury free flat lamps," *Europhysics conference abstracts ECA*, vol. 30, no. G, p. 317, 2006.
- [100] Targetti, "Lampe plane." <http://www.targetti.fr/>.
- [101] Tristan BEAUDETTE « Caractérisation et optimisation de lampes planes sans mercure : décharges à barrières diélectriques et luminophores » thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier septembre 2009.
- [102] D. V. Schitz, M. I. Lomaev, V. S. Skakun, V. F. Tarasenko, *Proc. SPIE* 2009,720119 ,VII.
- [103] N. Merbahi, N. Sewraj, F. Marchal, J.-P. Gardou, *Eur. Phys.J. Appl. Phys.*2010, 49,13103.
- [104] N. Merbahi, G. Ledru, N. Sewraj, F. Marchal, *J. of Appl. Phys.*2007,101, 123309.
- [105] M. I. Lomaev, E. A. Sosnin, V. F. Tarasenko, D. V. Shits, V. S. Shakun, M. V. Erofeev, *Instruments and experimental techniques*2006,49, 595.
- [106] T. Oppenländer, *J. of Env. Eng.*2007,6, 253.
- [107] G. Matafonova, V. Batoev, *Chemosphere* 2012,89, 637.
- [108] K. Kollner, M. B. Wimmershoff, C. Hints, M. Landthaler, U. Hohenleutner, *BritishJournal of Dermatology*2005,152, 750.
- [109] G. Matafonova, V. B. Batoev, S. A. M. Gó, N. Christofi, *Letters in Applied Microbiology*2008,47, 508.
- [110] P. Muranyi, J. Wunderlich, M. Heise, *J. Appl. Microbiol.* 2007,103, 1535.
- [111] E. A. Sosnin, T. Oppenländer, F. V. Tarasenko, *J. Photochem. Photobiol C* 2006,7, 145

Chapitre III

Modélisation d'une source de photon à base d'une DBD de mélange Ne/Xe.

Dans ce chapitre, nous allons présenter nos résultats obtenus via la description unidimensionnelle de la décharge à barrières diélectriques dans les gaz rares Ne-Xe pour une optimisation de l'efficacité d'une source photonique UV. Le présent modèle donne les variations spatio-temporelles du champ électrique, du courant, de la tension et de la densité des particules chargées : tels que les espèces photoniques, les atomes et les molécules excités. Une étude de l'effet sur les paramètres de la décharge est proposée à la fin de ce chapitre. Cette étude est effectuée sur la composition du mélange gazeux Ne-Xe, le coefficient d'émission secondaire, la pression totale du gaz, la tension appliquée et la génération de photons de 173 nm.

III.1 Introduction :

De nos jours, l'intérêt pour la préservation de l'environnement se renforce, de sorte que l'utilisation de nombreuses matières dangereuses est interdite dans les produits industriels, qui sont réglementée par RoHS Directive [1]. Les décharges à barrières diélectriques (DBD) dans les mélanges de gaz rares sont largement utilisées comme sources UV sous vide dans les lampes à excimère et les panneaux d'affichage à plasma (PDP). Ces dernières années, les DBD ont fait l'objet d'études approfondies visant à augmenter leur efficacité énergétique (voir références de [2] à [7]). Ce type de décharge est caractérisé par la présence d'au moins un diélectrique dans l'espace inter-électrodes. Il existe de nombreuses applications industrielles des DBD, en particulier la génération d'ozone (voir références de [8] à [10]), le traitement de surface (voir références de [11] à [13]), le contrôle de la pollution par plasma (voir références [13] et [14]), la désintoxication des polluants [15], les dispositifs photoniques [16] et la production d'ultraviolets (voir références de [17] à [22]). De nos jours, les excilampes UV basées sur le rayonnement de la décharge à barrières diélectriques (DBD) deviennent très intéressants pour les technologies de nombreux processus photochimiques et photophysiques, tels que la photobiologie, la photomédecine et la photoécologie [23]. Les DBD sont utilisées en raison de leur simplicité, leur stabilité, leur faible coût, leur puissance élevée et leur entretien facile. Au cours de la dernière décennie, les lampes à excimère excitées par les DBD ont reçu beaucoup d'attention de la part des communautés scientifiques [17]. Une source VUV à excimère de gaz rare compacte et scellée basée sur une excitation par faisceau d'électrons a été décrite pour la première fois par Wieser en 1997 et 1998 [24] [25]. Les lampes à excimère sont des sources efficaces de rayonnement ultraviolet (UV) ou UV sous vide (VUV) non cohérent généré par de gaz rares dimères et halogénures [2]. Ces dernières années, les excilampes Xe DBD ont été largement étudiés en utilisant des modèles fluides[26] [27]. En particulier, les lampes à excimère et à exciplex sont des systèmes sans mercure et respectueux de l'environnement et sont donc prédestinées pour l'industrie de l'éclairage (voir références de [28] à [33]). Afin d'optimiser l'efficacité de la luminance de décharge, la plupart des travaux expérimentaux et théoriques ont été réalisés dans les DBD pour excilampes (voir références [3] [26] [34] [44] et de [45] à [50]). Plusieurs modèles de BDB pour les excilampes ont été développés au cours de la dernière décennie. Le modèle utilisé par Oda et al [26][35] est basé sur la résolution des équations de continuité des électrons et des ions, l'équation de conservation de l'énergie et l'équation de Poisson. Liu et Neiger [37] ont développé un modèle électrique dynamique. Avtaeva et Kulumbaev [51] ont

également présenté un modèle hydrodynamique 1D pour le calcul des caractéristiques des excilampes au Xénon.

Le modèle utilisé par Carman et al [34][38][39] analyse l'évolution spatio-temporelle des populations d'espèces et des paramètres électriques. Ainsi, afin d'étudier les caractéristiques spatio-temporelles des DBD à impulsions courtes dans le Xénon pur, des modèles de fluide 1D et 2D ont été utilisés par Bogdanov et al [3][40]. Belezanai et al [36] ont rapporté que dans une lampe à décharge au Xénon, la plupart de la puissance est déposée dans la région du champ élevé au voisinage des barrières diélectriques, environ 21% de la puissance d'entrée totale a été utilisée par le chauffage ionique. Lo [52] simulant la fluorescence X_2^*VUV d'une décharge pulsée de 50 ns dans Xe pur pour une densité de puissance réduite élevée de $7 \text{ MWcm}^{-3} \text{ bar}^{-1}$, a utilisé des schémas cinétiques plus ou moins sophistiqués et parvenu à la conclusion qu'un modèle théorique étendu avec neuf niveaux électroniques de Xe a donné la meilleure description des données expérimentales [53]. Pour ces conditions de fonctionnement, ils ont obtenu deux courtes impulsions de courant pour chaque demi-onde de la tension appliquée et ont prédit des rendements VUV de 50% pour un espace de 2 mm, jusqu'à 80% pour un espace de 4 mm. Dans les deux cas, la contribution de la raie de résonance 147 nm n'était que d'environ 1%. Jing-zhon et al [54] ont étudié l'influence de la température du gaz dans les DBD sur l'émission de l'excimère. Salvermoser et Murnick [55][56] ont atteint une efficacité de 50% pour le deuxième continuum d'excimère Xe dans une décharge corona DC négative et ont estimé une limite théorique de 87%. Dans ce travail, un modèle numérique comprenant la gaine, le diélectrique et la colonne positive a été développé pour étudier la dynamique des micro-décharges dans les DBD fonctionnant dans les mélanges Ne – Xe10%. Le contexte de cette étude est la modélisation des DBD avec une approche pour contrôler l'émission VUV dans la lampe à excimère. Le modèle prédit les conditions de fonctionnement optimales et décrit les propriétés électriques et chimiques de la lampe à excimère.

III.2 Description du Model :

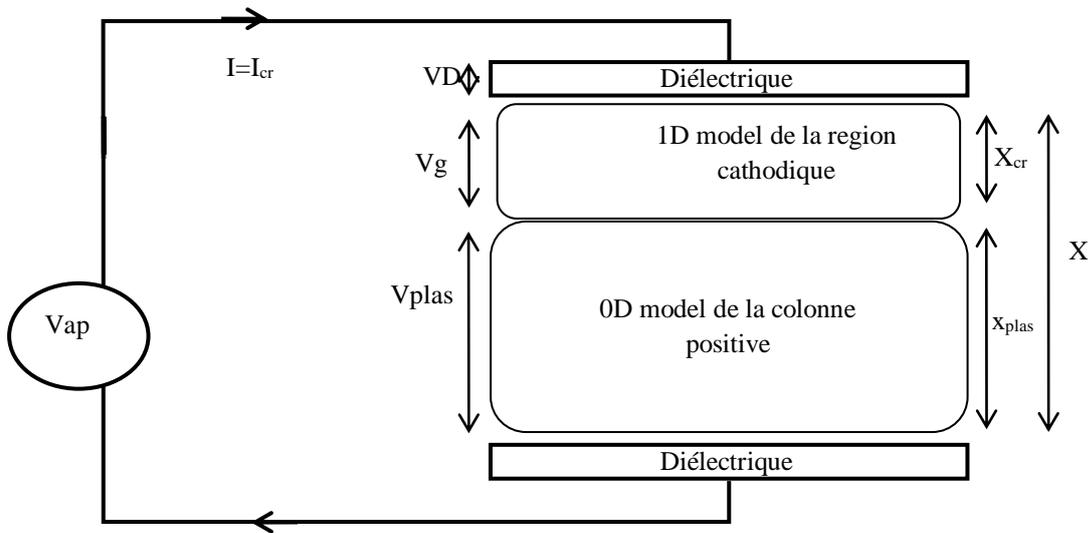


Figure III.1 : Schéma de la décharge.

Le modèle adopté consiste en un modèle monodimensionnel de la région cathodique couplé à un modèle zéro-dimensionnel du plasma. Il peut donc fournir les variations du courant et de la tension du circuit et les variations temporelles des densités de particules chargées et d'espèces excitées dans le plasma [17] [57] [58]. Dans ce modèle, la longueur d'intervalle X est considérée comme égale à $X_{cr} + X_{plas}$. Où X_{cr} est la longueur de la gaine cathodique limitée par la cathode et le plasma. X_{plas} est la longueur du plasma (voir Fig. III.1). La longueur de la région cathodique décrite avec le modèle unidimensionnel est typiquement $X_{cr} = 0.3$ cm. La région cathodique est décrite par le modèle de fluide unidimensionnel (1D). Dans le calcul présenté ci-dessous, cette région comprend la gaine (variant dans le temps) et une petite partie du plasma de la colonne positive. La condition aux limites du côté plasma de la région de la cathode ($X = X_{cr}$) est telle que les gradients de densité des particules chargées sont nuls. Cette région de décharge est supposée être en série avec le reste du plasma (décrit avec le modèle à dimension nulle). Pour les conditions de fonctionnement considérées de la lampe à excimère dans ce travail, la valeur maximale de la longueur de gaine X_s (l'extrémité de la gaine, c'est-à-dire la limite gaine-plasma définie ici comme le point où la densité électronique devient supérieure à la moitié de la densité ionique) atteinte avant la formation du plasma est d'environ 2 mm, ce qui sera moins importante par rapport à la longueur de la région cathodique. Dans le cadre de cette thèse, la longueur de la région cathodique X_{cr} est supposée égale à 3 mm (région étudiée avec le modèle 1D) qui sera supérieure à la valeur maximale de la longueur de gaine ds atteinte avant la formation du plasma dans différentes conditions de

fonctionnement de la lampe. La tension appliquée à travers la décharge est donnée par:

$$V_{ap}(t) = V_D(t) + V_g(t) + V_{plas}(t). \quad (1)$$

Où $V_{plas}(t)$, $V_D(t)$ et $V_g(t) = V(X_{cr}, t)$ sont respectivement pendant un temps donné t , les tensions aux bornes de la colonne positive, le diélectrique et la région cathodique. La relation entre le courant I_{cr} et la tension V_{cr} dans la région cathodique est décrite par l'équation du courant suivante:

$$I_{cr}(t) = -\varepsilon_0 \frac{A}{X_{cr}} \frac{\partial V_{cr}}{\partial t} + \frac{A}{X_{cr}} \int_0^{X_{cr}} [J_e(x, t) + J_p(x, t)] dx. \quad (2)$$

Où A représente la surface de l'électrode, et $J_e(x, t)$ et $J_p(x, t)$ sont respectivement la densité de courant électronique et ionique, pour une position x et un temps t donnés.

Le modèle zéro dimensionnel se compose de trois modules principaux: un module de chimie du plasma, un module de circuit électrique et un module d'équation de Boltzmann. Le module de chimie du plasma construit des équations différentielles pour l'évolution de la densité des espèces. Le système d'équations décrivant le diélectrique, la colonne positive et la région cathodique sont résolus en deux étapes comme suit; pour une tension V_{cr} donnée dans la région cathodique à un instant t , les équations cinétiques du plasma couplées à l'équation diélectrique sont résolues avec la méthode classique GEAR [59] entre les instants t et $t + dt$. En prenant I_{cr} dans l'équation (2) le calcul ci-dessus ($I_{cr} = I_{plas}$) au temps $(t + dt)$, où I_{plas} est le courant de plasma calculé dans la colonne positive, les équations fluides unidimensionnelles sont intégrées dans l'espace ($0 < X < X_{cr}$) et le temps entre t et $(t + dt)$.

Pour le schéma cinétique, on considère le mélange Ne – Xe utilisé dans les références [17] et [57], y compris les particules chargées d'électrons (e), les ions atomiques (Ne^+ , Xe^+), les ions moléculaires (Ne_2^+ , Xe_2^+ , $NeXe^+$), les espèces atomiques et moléculaires excitées de Xe^* (3P_1), Xe^* (3P_2), Xe^{**} , Xe_2^* (O_u^+), Xe_2^* ($^3\Sigma_u^+$), Xe_2^* ($^1\Sigma_u^+$), Ne^* et les espèces photoniques $h\nu(173 \text{ nm})$, $h\nu(147 \text{ nm})$ and $h\nu(150 \text{ nm})$. La recherche bibliographique sur le mélange gazeux Ne–Xe montre que ce schéma cinétique constitue la base de l'ensemble des modèles utilisés pour la description des panneaux d'affichage à plasma (PDP) (voir références de [60] à [62]), des lampes à excimères et des lasers. Les coefficients de transport et les fréquences de collisions électroniques qui dépendent du champ électrique réduit E/N sont donc précalculés et tabulés en résolvant l'équation de Boltzmann électronique homogène en régime permanent dans le mélange gazeux considéré, en utilisant le logiciel Bolsig + [63]. Le modèle fluide unidimensionnel, basé sur une description à deux moments du transport d'électrons et d'ions couplée à l'équation de Poisson pendant l'impulsion de la décharge, décrit les variations

spatio-temporelles des densités électronique et ionique, le champ électrique et la densité de courant. Le modèle de colonne positive décrit les variations temporelles des concentrations d'espèces chargées et excitées et de l'émission de photons UV.

III.3 Etude d'une source de photons plasma DBD :

Les paramètres de la lampe DBD et les conditions de fonctionnement utilisées dans cette étude sont montrés dans le tableau III.1, sont choisies dans l'ordre de la gamme utilisée dans les expériences récentes et les travaux théoriques [3] [26], [34] [35], de [37] à [40], [42] et [60] sur la lampe à excimer, dont l'objectif est d'avoir une uniformité spatiale du plasma à travers la zone de la décharge et une efficacité élevée de la lampe.

La lampe à décharge est remplie d'un mélange de gaz Ne-Xe. Les calculs des paramètres caractéristiques du mélange Ne-Xe, ont été effectués suivant les travaux [26][37][61], [63][64] et sous les conditions suivantes :

Paramètre	Valeur
Composition du gaz Ne-Xe	Ne-90% Xe-10%.
Tension appliquée	2 kV.
Pression	400Torr.
Distance inter-électrodes	0,5 cm
Surface des électrodes	1 cm ² .
Capacité du diélectrique	0,23nF.
Densité de préionisation	10 ⁷ cm ⁻³ .
Température du gaz	300 K.
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma = 0.25$. de Ne

Tableau III.1: Les conditions et les paramètres de calcul.

III.3.1 Evolution temporelle des paramètres électriques de la décharge :

Lorsqu'on applique une tension aux bornes des électrodes, le gaz ne claque pas immédiatement, il faut naturellement un temps de l'ordre des nanosecondes avant que le gaz ne devient conducteur. Ce temps correspond à celui nécessaire pour que l'ionisation et l'émission secondaire aient crée suffisamment de charge pour assurer l'auto entretien de la

décharge est appelé temps de retard ou temps de claquage, ce temps est défini comme le temps au bout duquel le courant atteint 5% de sa valeur maximale [8].

III.3.1.1 Champ électrique et densités de particules chargées.

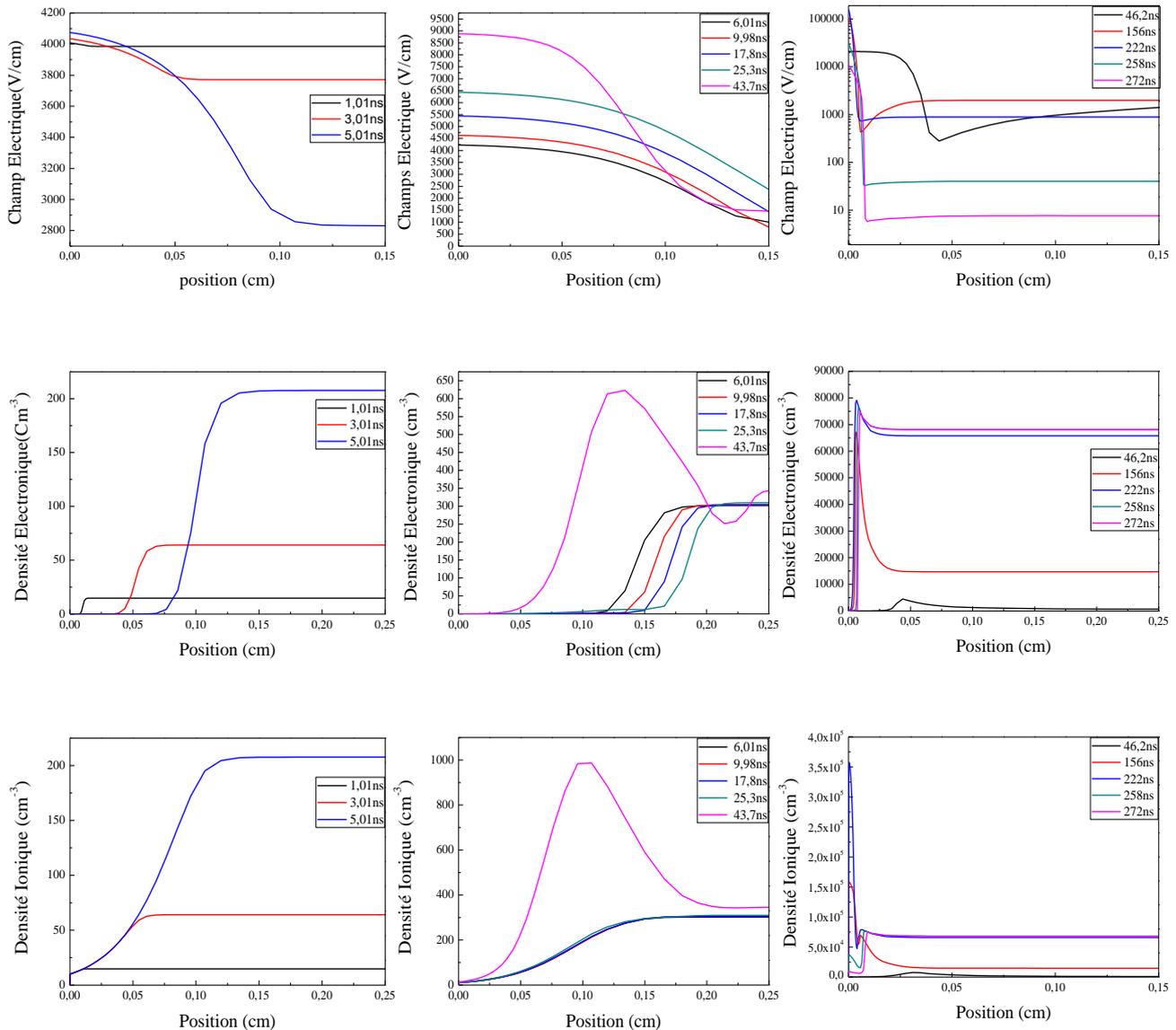


Figure III.2 : Distribution spatiale du champ électrique, de la densité électronique et ionique dans la région cathodique à différents moments de l'impulsion de la décharge.

La Figure III.2 illustre la distribution spatiale du champ électrique, densité électronique et ionique dans la région cathodique à différents moments de l'impulsion de la décharge. Pendant la première période d'impulsion, le champ électrique est spatialement uniforme, et les

électrons se déplacent vers l'anode (la cathode est définie à la position $x = 0$). En induisant une ionisation de gaz, pendant ce temps, les électrons ont dérivé d'une distance d'environ 2 mm, ce qui correspond à la longueur maximale de la gaine. Après environ 25.3 ns, ce qui correspond au temps, le plasma est formé et une charge d'espace ionique est créée à proximité de la cathode, accompagnée d'un champ électrique à des valeurs élevées pour assurer la continuité du courant. Ces grandes valeurs conduisent à une forte ionisation devant la gaine, suivie par un mouvement rapide de la limite gaine-plasma vers la cathode. Deux régions de décharge sont distinguées, il existe une région de chute cathodique où le champ électrique diminue considérablement à partir d'une valeur maximale d'environ 157.2 kV/cm au moment du courant de crête ($t = 222$ ns), également la densité ionique atteint sa plus grande valeur de $3,57 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et la longueur de la gaine est d'environ 0,006 cm. Deuxièmement, dans la colonne positive, on observe un plasma caractérisé par une quasi-neutralité et une très faible valeur du champ électrique. L'augmentation de la densité électronique est principalement due aux collisions des électrons dans le gaz.

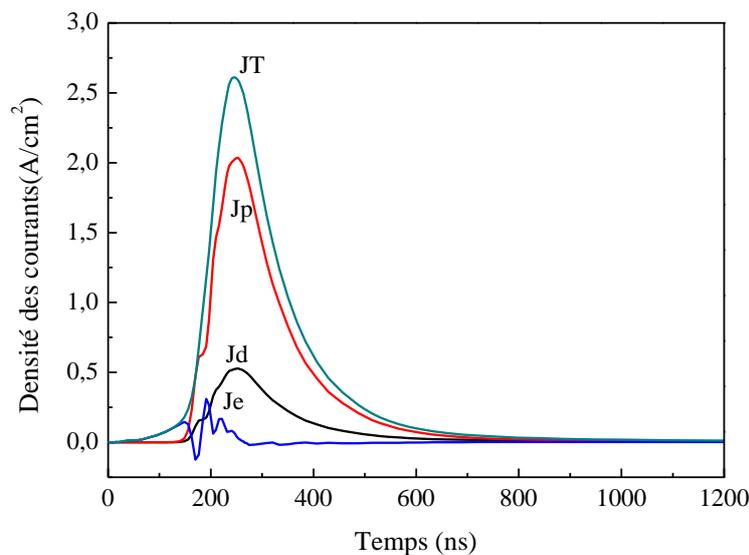


Figure III.3 : Variation temporelle des différents types de courants à la cathode.

La densité de courant de déplacement est égale au courant total pendant les 140 premières nanosecondes (avant le claquage et pendant la formation du plasma) pour assurer la continuité du courant, à cette période, le champ électrique augmente de manière monotone. Après, le courant total dans la gaine devient presque égal au courant ionique en raison de la multiplication électronique élevée dans la gaine et le courant de déplacement devient négligeable. Les valeurs maximales des différents courants atteintes à l'instant t sont

notées dans le tableau ci-dessous.

Densité du courant	Valeur (A/cm ²)	Temps (ns)
Total	2.61	246.46
Ionique	2.03	252.15
Déplacement	0.527	252.15
Electronique	0.31	190.97

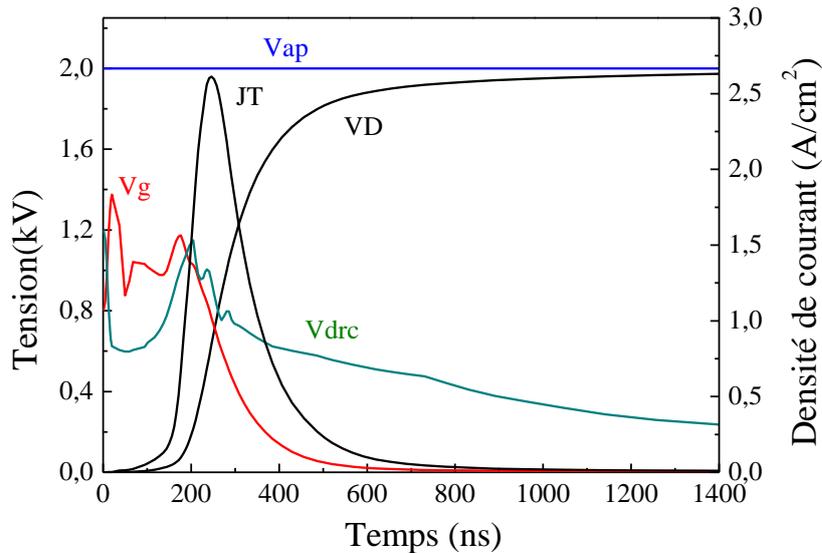


Figure III.4 : Evolutions temporelle du courant de décharge JT, tension entre la colonne positive $V_{\text{plas}}(V_g)$, la tension au niveau de la région cathodique V_{dcr} et la tension sur le diélectrique VD et V_{ap} .

La Figure III.4 montre les variations temporelles de la tension à travers la colonne positive V_g , la tension dans la région cathodique V_{dcr} , la tension à travers le diélectrique VD et le courant JT. Il semble qu'à tout moment pendant l'impulsion de décharge, l'égalité de tension $V_{\text{ap}} = V_{\text{dcr}} + V_g + VD$ est réalisée et le passage du comportement capacitif à résistif de la gaine est observé par une augmentation et une diminution de la tension dans la région cathodique atteint le point de fonctionnement souhaité. Cette figure montre également que la décharge est déclenchée dans l'intervalle après un délai d'environ 0 ns. La densité de courant augmente cette fois et atteint une valeur crête de 2.61 A/cm² à l'instant $t = 246$ ns. La densité de courant diminue rapidement pour atteindre une valeur faible à la fin de l'impulsion de décharge. La diminution de la densité de courant est due à la charge des couches diélectriques par des électrons et des ions générés dans le volume de décharge et s'écoulant vers les murs. La tension induite par la charge des couches diélectriques s'oppose à la tension appliquée et

augmente pour atteindre une valeur maximale à la fin de l'impulsion. Cette valeur de VD est suffisante pour assurer la prochaine décharge. Durant cette phase les électrons ont des énergies suffisantes pour exciter et ioniser les atomes neutres. Beaucoup d'espèces sont créés pendant l'impulsion de courant par impact électronique à partir de l'état fondamental du Xénon. Aussi, les densités d'atomes excités augmentent rapidement pendant cette période sans oublier la concentration des VUV. On constate que la recombinaison ne joue pas un rôle significatif en comparaison avec les ionisations et les autres excitations directes à partir de l'état fondamental. Concrètement c'est un très bon point puisque durant cette période la majorité de l'excitation et l'ionisation se produit.

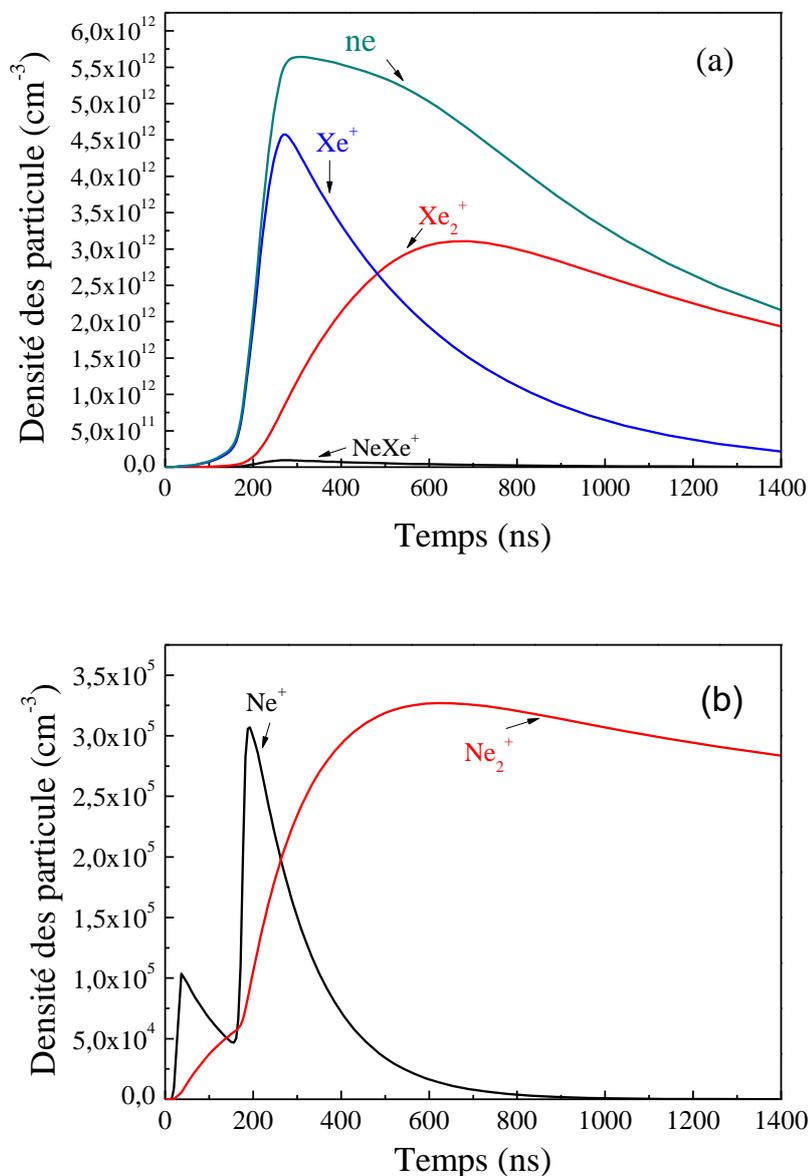


Figure III.5 : Evolutions temporelle de la concentration des particules chargées.

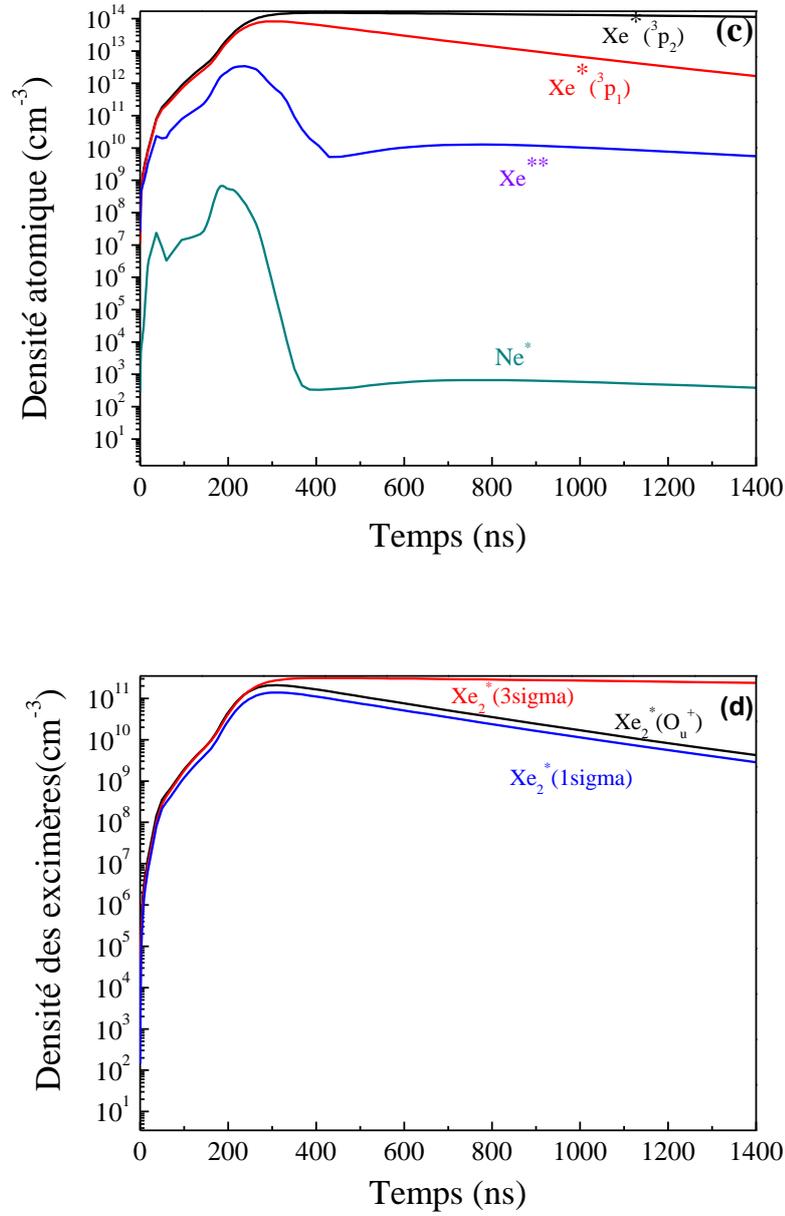


Figure III.6 : Evolutions temporelle de la concentration des atomes et molécules excités.

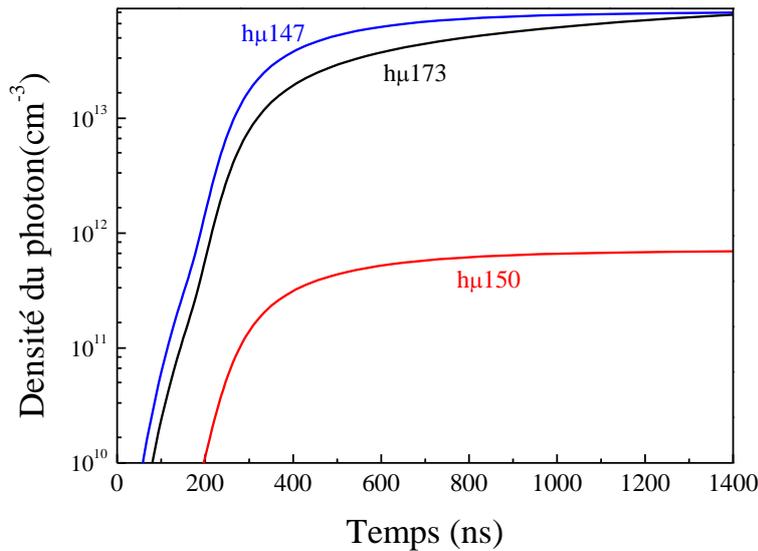


Figure III.7 : Evolutions temporelle de la concentration des espèces photoniques.

Au cours de la première impulsion, les espèces excitées produites par impact électronique participent à des réactions chimiques entre les particules lourdes. Cette chimie est importante pour la création d'espèces responsables de l'émission dans le spectre de l'ultraviolet lointain. Les excimères sont créés en utilisant les collisions à trois corps par l'impact de Xe et Ne (atomes neutres) sur les états métastable et résonant du xénon. Xe^{**} et Ne^* sont créés par collisions des électrons sur Xe , Ne , Xe_2^+ , Ne_2^+ , et $NeXe^+$. L'évolution temporelle des concentrations du mélange Ne-Xe, obtenues par le modèle cinétique est présenté dans les **figures III.5**, **III.6** et **III.7**. Ces figures montrent qu'après la phase de ventilation, une croissance rapide des densités des espèces excitées et chargées sont remarqués. Les ions dominants dans la colonne positive sont Xe^+ et Xe_2^+ , comme indiqué dans la **figure III.5 (a)** et **(b)**, qui représente la variation des concentrations Xe^+ , Ne^+ , Xe_2^+ , Ne_2^+ et $NeXe^+$ avec la densité électronique n_e . Les variations temporelle des atomes et les molécules excités $Xe^*(^3P_2)$, $Xe^*(^3P_1)$, Xe^{**} , $Ne^*Xe_2^*(^3\Sigma_u^+)$, $Xe_2^*(^1\Sigma_u^+)$ et $Xe_2^*(O_u)$ sont tracés dans la **figure III.6 (c)** et **(d)**. L'état métastable $Xe^*(^3P_2)$ atteint une valeur maximale de $1.52 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, puis diminue plus lentement pendant l'impulsion de la décharge, tandis que l'état résonnant $Xe^*(^3P_1)$ atteint un maximum de $8.28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et diminue rapidement. Notez que l'état moléculaire excité $Xe_2^*(^3\Sigma_u^+)$ a une densité maximale de $3.14 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et suit de près la variation temporelle de $Xe^*(^3P_2)$. Cependant, les variations des concentrations de $Xe_2^*(^1\Sigma_u^+)$ et $Xe_2^*(O_u)$ sont presque identiques à ceux de $Xe^*(^3P_1)$ avec des valeurs maximales de $1.39 \times$

10^{11} cm^{-3} et $2.08 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, respectivement. Cette variation des densités des atomes et les espèces des molécules excitées est confirmée dans la référence [61].

Dans le plasma Xe DBD, l'émission de VUV est générée par la désintégration radiative des quatre états de Xénon excités: de $Xe^*(^3P_1)$, le niveau de résonance (147 nm), de $Xe_2^*(O_u)$ niveau vibrant (150 nm) et les excimères $Xe_2^*(^3\Sigma_u^+)$, $Xe_2^*(^1\Sigma_u^+)$, à la fois à 173 nm. Les variations temporelle de la concentration des espèces photoniques $h\nu=147\text{nm}$, 150nm , 173nm est montré dans la **figure III.7**.

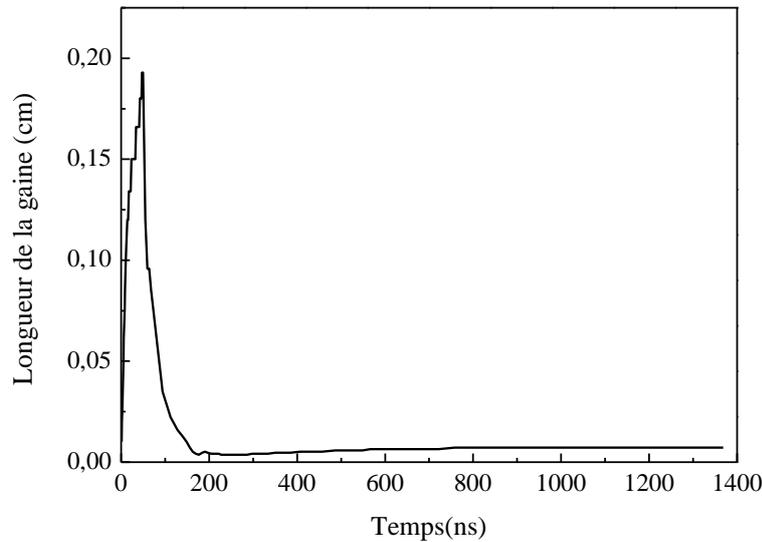


Figure III.8 : Evolution temporelle de la longueur de la gaine.

La multiplication électronique dans la gaine conduit à sa contraction. Cette contraction ou plus précisément, le déplacement de la frontière du plasma-gaine est dû au fait que ces avalanches électroniques ont tendance à augmenter la densité du plasma au niveau de la limite de la gaine cathodique. La longueur de la gaine atteint sa valeur maximale de 0.19 cm à 49.5 ns, L'épaisseur de la gaine diminue jusqu'au temps $t = 169.75 \text{ ns}$. Après cette période, l'épaisseur de la gaine atteint un état quasi-stationnaire jusqu'à la fin de l'impulsion.

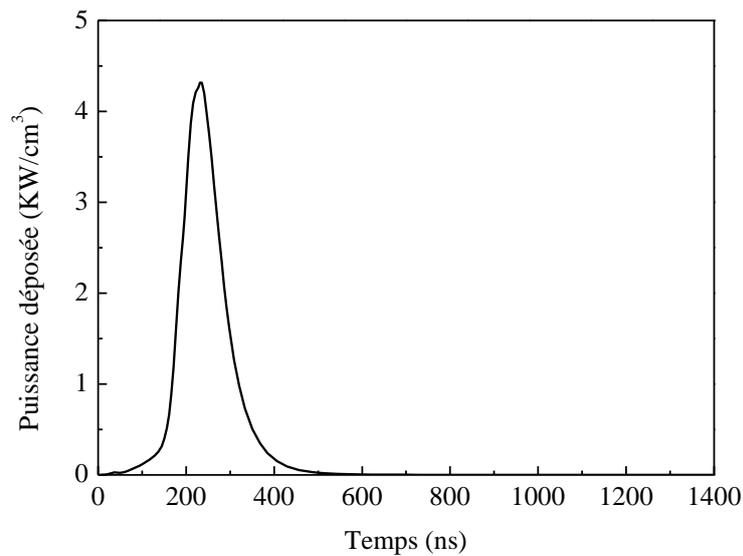


Figure III.9 : Evolution temporelle de la puissance.

La puissance déposée par les électrons est tracée sur la **figure III.9**. Le premier pic de la puissance atteint sa valeur maximale de 4.318 kW/cm³ à $t=231.67$ ns au même moment où le courant de la décharge atteint le sien dans la première demi période.

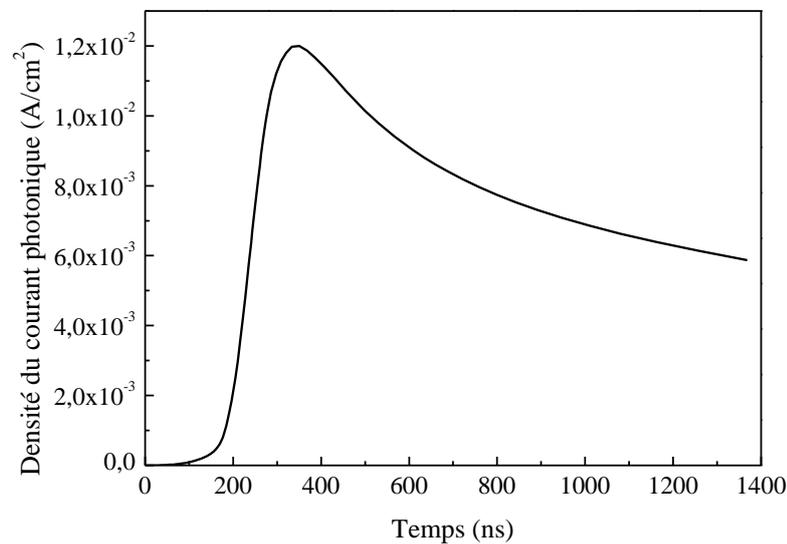


Figure III.10 : Evolution temporelle de la densité du courant photonique.

La densité de courant photonique augmente à $t=112.5$ ns jusqu'à atteindre une valeur maximale 0.012 A/cm² à $t=350.69$ ns et elle diminue après cette valeur.

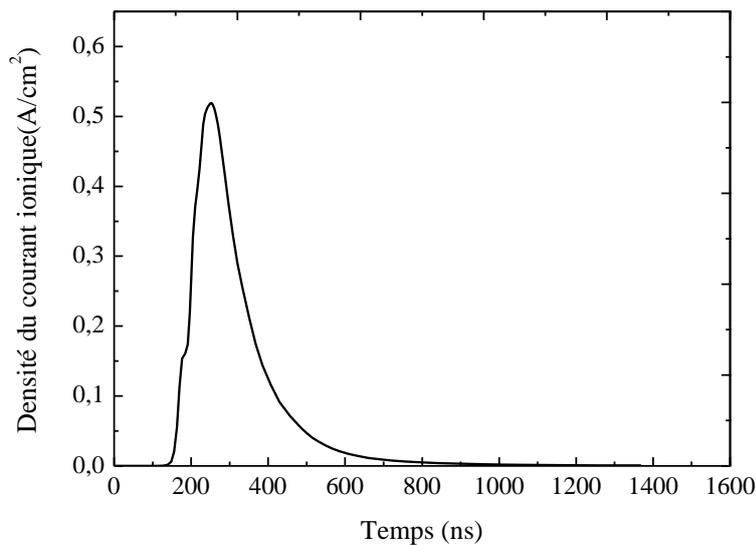


Figure III.11 : Evolution temporelle de la densité du courant ionique.

La densité de courant ionique est nulle pendant les 140 premières nanosecondes (avant le claquage et pendant la formation du plasma) parce que le champ électrique augmente de manière monotone à cette période. Après, à $t=148.54$ ns la densité de courant ionique augmente en raison de la multiplication électronique élevée dans la gaine jusqu'à atteint une valeur maximale 0.519 A/cm^2 à $t=252.15$ ns et elle diminue après.

III.4 Etude paramétrique :

Les lampes à décharge diélectrique convertissent l'énergie électrique en rayonnement en transformant l'énergie électrique en cinétique, l'énergie des électrons en mouvement, qui est à son tour convertie en rayonnement électromagnétique à la suite d'une sorte du processus de collision avec des atomes de gaz. L'efficacité de la lampe à excimère est déterminée par les émissions VUV de photons qui est transféré dans la lumière visible par le phosphore. Cependant, il est intéressant de constater que l'énergie gagnée par les électrons et les ions du champ électrique sont dissipées à l'intérieur de la cellule. Récemment, plusieurs expériences et travaux théoriques ont porté sur l'efficacité de la lampe[4][5], de [21] à [24], [46] [47], de [49] à [51]et [60][61], et il a été démontré que l'efficacité des lampes à excimère dépend directement de dépôt d'énergie électronique dans l'excitation du Xénon, et peut être considérablement augmenté dans un régime pulsé ,Il semble possible de modifier le dépôt de

puissance dans le plasma en faisant varier les paramètres de la décharge tels que l'amplitude et le temps de montée de la tension appliquée et de modifier la composition du plasma en changeant le mélange de gaz et la pression.

Dans cette partie, nous allons discuter de la dépendance de la génération de photons VUV et, la composition du mélange gazeux, la pression totale du mélange gazeux, la tension appliquée et le processus d'émission d'électrons secondaires, et sous les conditions suivantes :

Paramètre	Valeur
Composition du gaz Ne/Xe	Ne-90% Xe-10%, Ne-80% Xe-20% et Ne-70% Xe-30%..
Tension appliquée	1.5 et 2 kV.
Pression	300, 400, 500, et 600 torrs.
Distance inter-électrodes	0.5 cm
Surface des électrodes	1 cm ² .
Capacité du diélectrique	0.23nF.
Densité de préionisation	10 ⁷ cm ⁻³ .
Température du gaz	300 K.
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma = 0.1$ et 0.25 . de Ne

Tableau III.2 : Les conditions de calcul.

III.4.1 Effet de la concentration du Xénon:

Pour connaître l'influence de la composition du mélange gazeux Ne-Xe , nous avons effectué des calculs pour trois mélange gazeux Ne-Xe (90%-10%), (80%-20%) et (70%-30%) à une pression P=400 Torr, une tension appliquée V=3KV et un coefficient d'émission d'électrons secondaires $\gamma=0.25$.

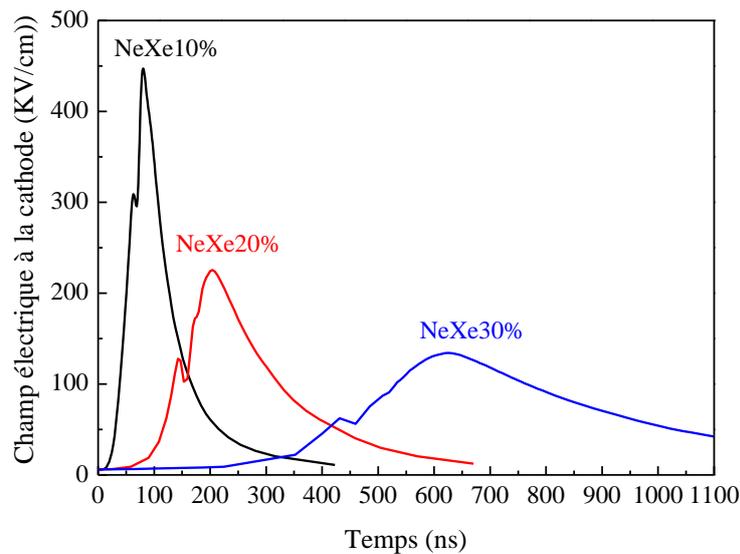


Figure III.12 : Evolutions temporelle du champ électrique pour trois valeurs de pourcentage de Xéon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

La variation temporelle du champ électrique à la cathode est tracée sur la figure **III.12** pour 10%, 20% et 30% de la concentration du Xéon dans le Néon. Après le claquage, le champ électrique augmente rapidement. Cette augmentation rapide du champ électrique active le processus d'accélération des électrons dans la région cathodique. Ce processus est essentiel pour que les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour l'excitation et l'ionisation. Le champ électrique atteint sa valeur maximale de 447.29 kV/cm à $t = 80.24$ ns ; 225.62 kV/cm à $t = 204.25$ ns et 134.26 KV à $t = 624.97$ ns pour 10% ,20% et 30% de Xéon, respectivement. Il a été noté que, pour des valeurs élevées de la concentration en Xéon dans le mélange les valeurs du champ électrique à la cathode tendent à diminuer.

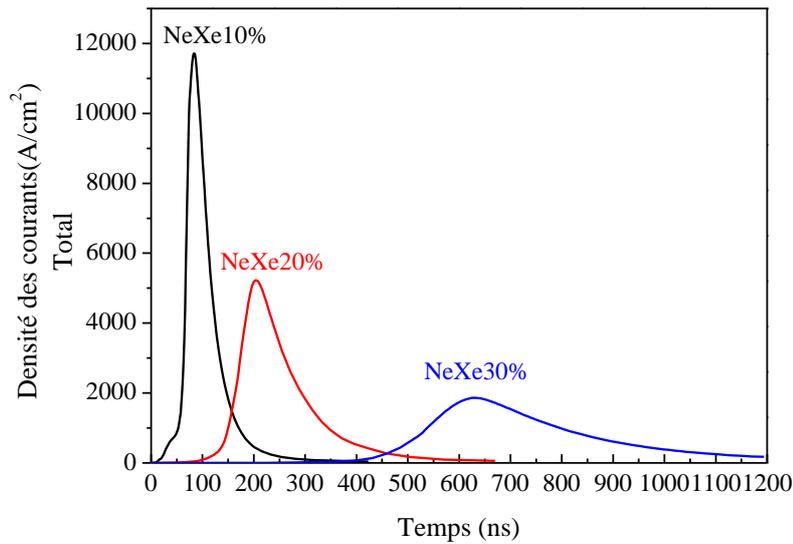


Figure III.13 : Variations temporelles du courant de la décharge, pour trois valeurs de concentrations de Xéon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Pour voir comment les caractéristiques électriques et chimiques du plasma peuvent être affecté par la concentration de Xéon dans les mélanges de gaz Ne – Xe, il est intéressant de regarder les variations temporelles du courant de la décharge, comme indiqué dans la figure III.13, pour les trois valeurs de concentration de Xéon dans le Néon 10% ; 20% et 30%. Le pic de la densité de courant atteint respectivement les valeurs suivantes 11.7 mA/cm² à t=83.43 ns ; 5.2 mA/cm² à t=204.25 ns et 1.8 mA/cm² à t=630.65 ns. Cependant pour de faibles concentrations du Xéon, le courant de la décharge est plus élevé en raison d'une importante fraction du dépôt de puissance dans la production d'ionisation.

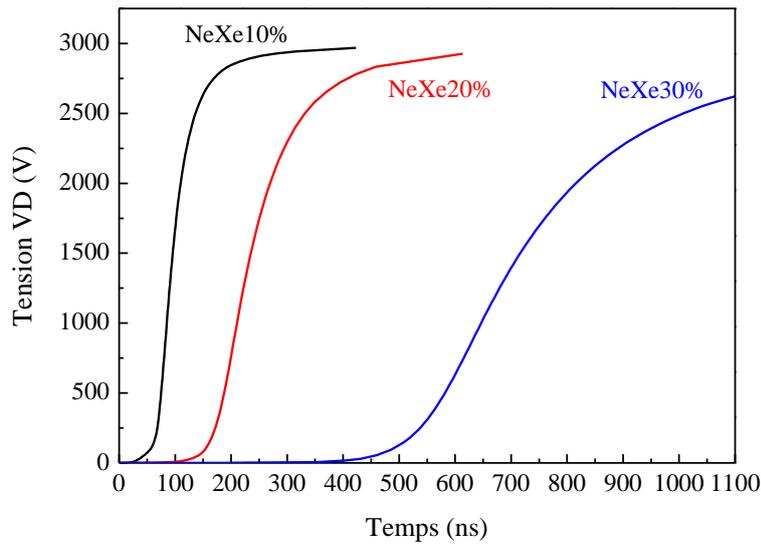


Figure III.14 : Variations temporelles de la tension de la décharge, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.14, on remarque que la tension de la décharge augmente quand la concentration du Xénon est faible.

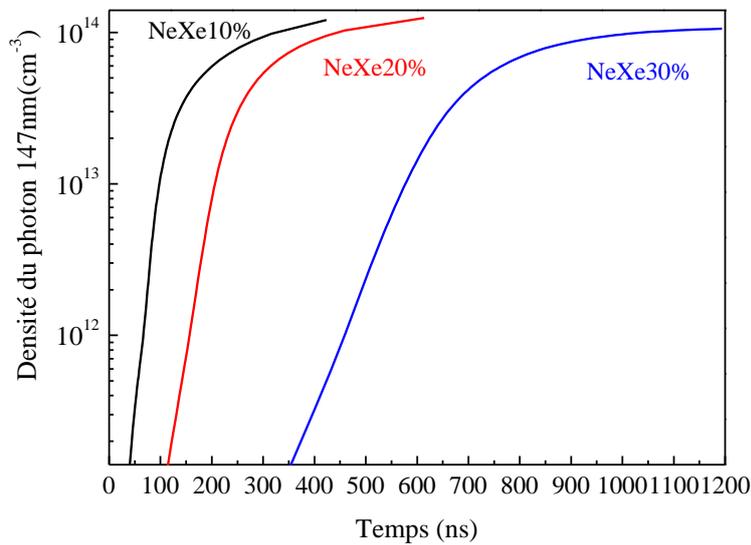


Figure III.15 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu=147\text{nm}$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.15, nous pouvons voir clairement que la génération de la longueur d'onde 147 nm des photons augmente avec l'augmentation de la fraction molaire de Xénon dans le mélange.

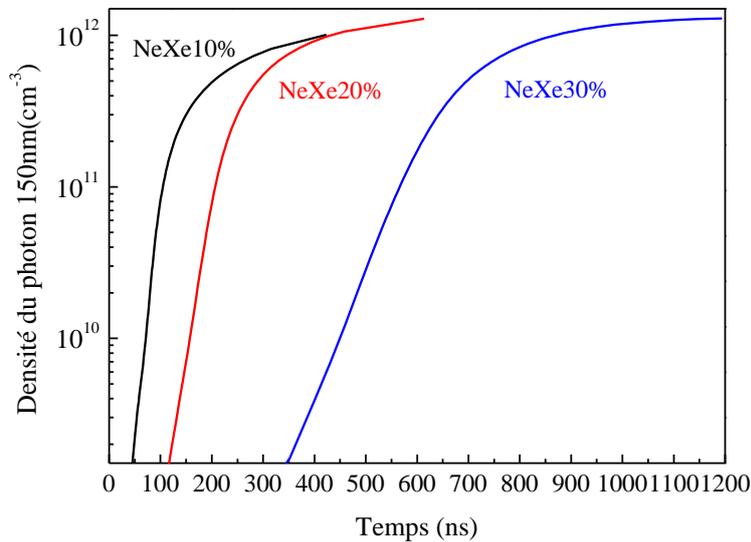


Figure III.16 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu=150\text{nm}$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figures III.16, nous pouvons voir clairement que la génération de l'onde 150 nm des photons augmente avec une augmentation de la fraction molaire de Xénon dans le mélange.

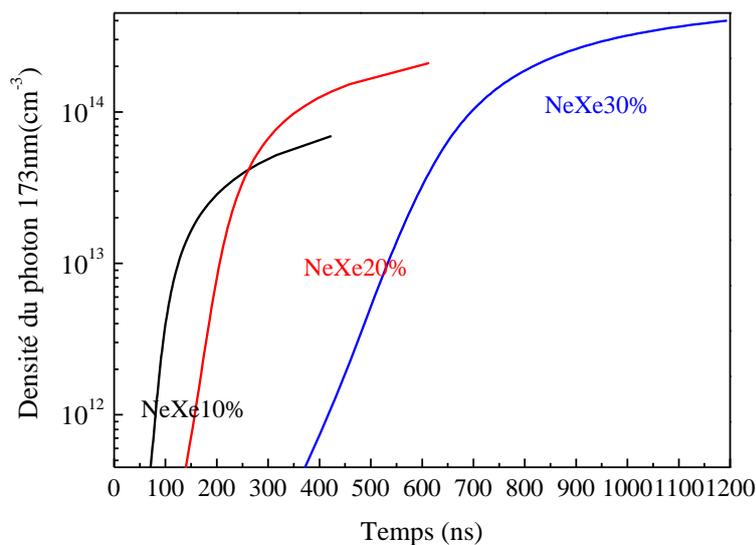


Figure III.17 : Variations temporelles de la densité du photon $h\nu =173\text{nm}$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Pour voir comment les caractéristiques électriques et chimiques du plasma peuvent être affecté par la concentration de Xénon dans les mélanges de gaz Ne-Xe, il est intéressant de regarder les variations temporelles de la densité de photons $h\nu$ (173 nm), comme indiqué sur la figures III.17 Nous pouvons voir clairement que la génération de 173 nm photons augmente avec l'augmentation de la fraction molaire de Xénon dans le mélange [4][34][35][67]. Cependant pour de faibles concentrations du Xénon, le courant de la décharge est plus élevé en raison d'une importante fraction du dépôt de puissance dans la production d'ionisation.

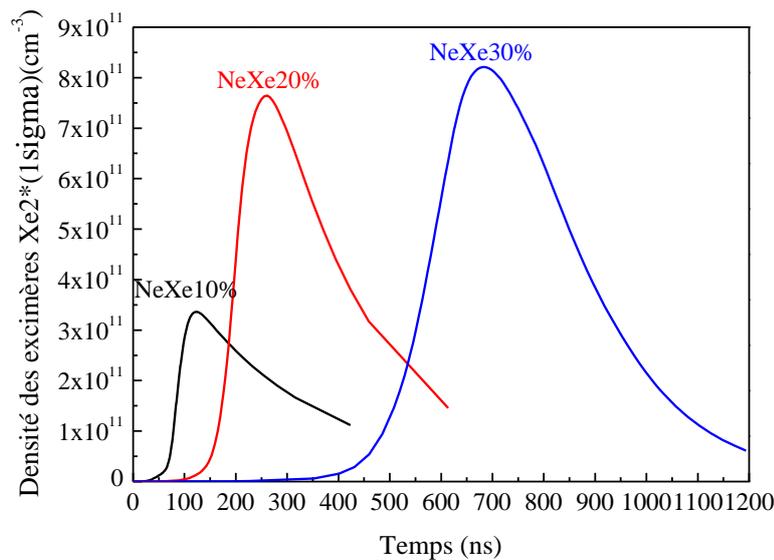


Figure III.18 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^*(^1\Sigma_u^+)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.18, on remarque que la densité des excimères $Xe_2^*(^1\Sigma_u^+)$, elle atteint une valeur maximale de 3.36 A/cm^2 à $t = 124.19 \text{ ns}$ et 7.64 A/cm^2 à l'instant $t = 261.08 \text{ ns}$ et 8.21 A/cm^2 à l'instant $t=681.81 \text{ ns}$ pour 10% et 20% et 30% de Xénon.

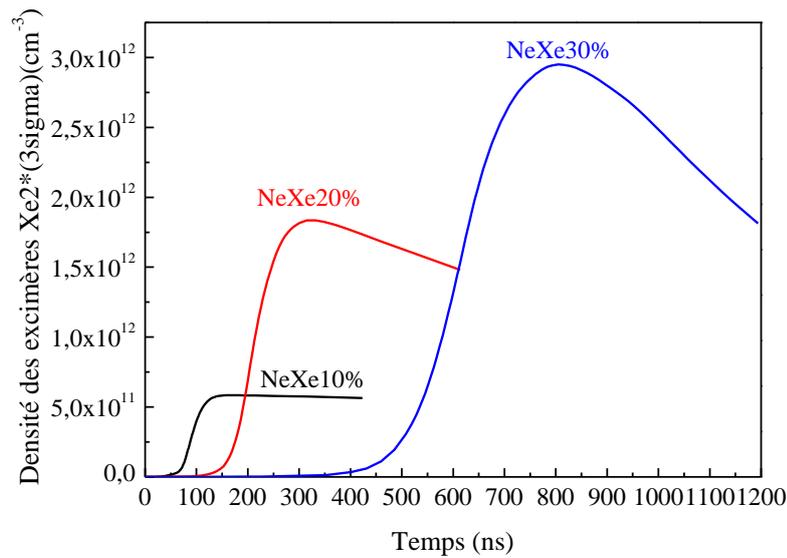


Figure III.19 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^* (^3\Sigma_u^+)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.19, on remarque que la densité des excimères $Xe_2^* (^3\Sigma_u^+)$, elle atteint une valeur maximale de 5.84 A/cm^2 à $t = 168.69 \text{ ns}$ et $1,83 \text{ A/cm}^2$ à l'instant $t = 332.05 \text{ ns}$ et 2.94 A/cm^2 à l'instant $t=804.64 \text{ ns}$ pour 10% et 20% et 30% de xénon.

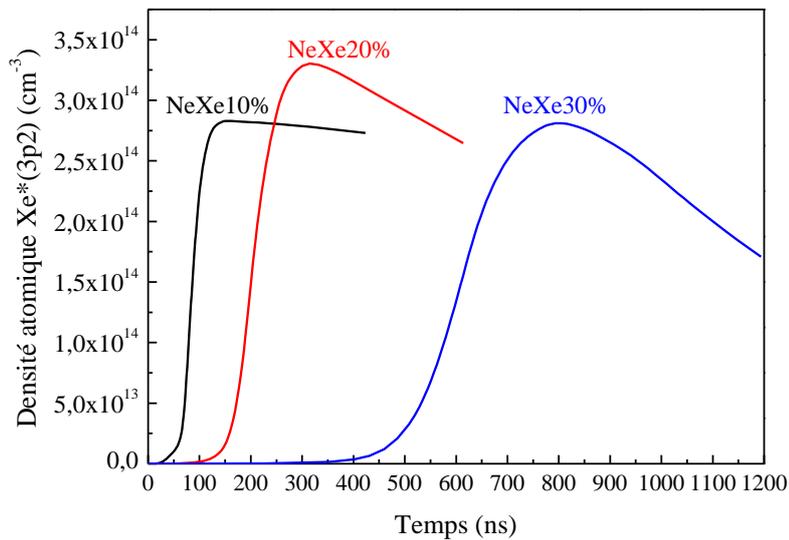


Figure III.20 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p2)$, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

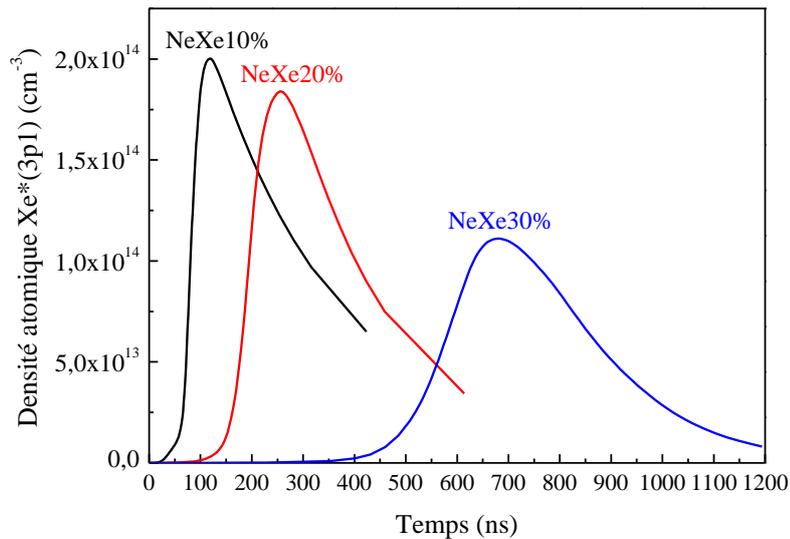


Figure III.21 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p1)$, pour trois valeurs de concentrations de Xéon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.21, on remarque que pour des faibles concentrations du Xéon, la densité atomique $Xe^*(3p1)$ est plus élevée, elle atteint une valeur maximale de $2A/cm^2$ à $t = 118.29$ ns, $1.83 A/cm^2$ à l'instant $t = 255.4$ ns et $1.11 A/cm^2$ à l'instant $t=681.81$ ns pour 10%, 20% et 30% de Xéon.

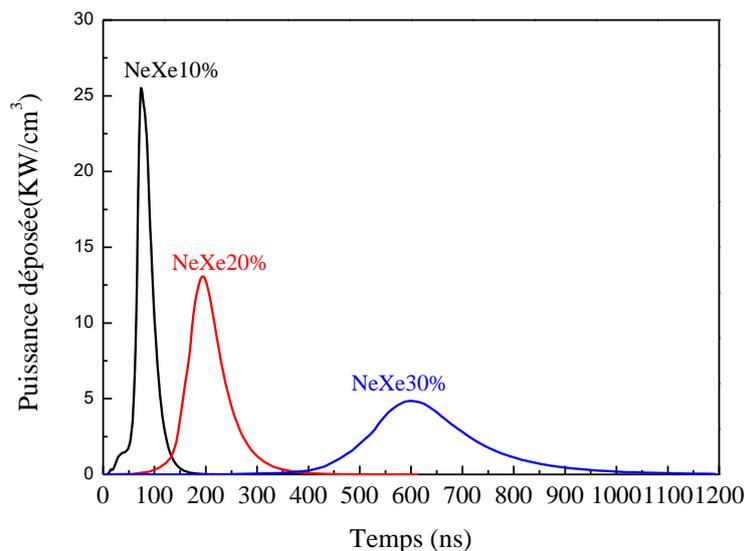


Figure III.22 : Variations temporelles de la puissance déposée, pour trois valeurs de concentrations de Xéon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.22, on remarque que pour des faibles concentrations du Xénon, la puissance déposée est plus élevée et elle atteint une valeur maximale de 25.51 A/cm^2 à $t = 73.84 \text{ ns}$, 13.07 A/cm^2 à l'instant $t = 193.17 \text{ ns}$ et 4.85 A/cm^2 à l'instant $t = 596.55 \text{ ns}$ pour 10%, 20% et 30% de xénon.

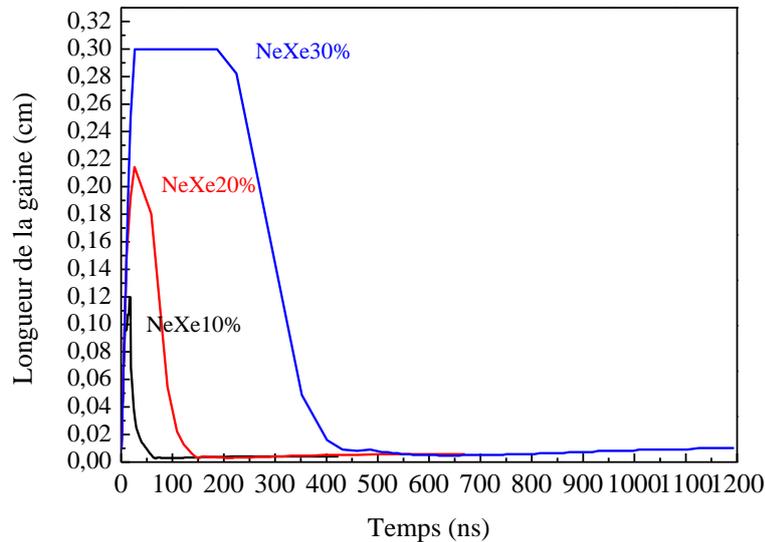


Figure III.23 : Variations temporelles de la Longueur de la gaine, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

La multiplication électronique dans la gaine conduit à sa contraction. Cette contraction ou plus précisément, le déplacement de la frontière du plasma-gaine est dû au fait que ces avalanches électroniques ont tendance à augmenter la densité du plasma au niveau de la limite de la gaine cathodique. La longueur de la gaine atteint sa valeur maximale de 0,11 cm à 16,62 ns pour 10% de Xénon et la valeur de 0,21 cm à 26,19 ns pour 20% de Xénon, la valeur de 0,29 cm à 26,49 ns pour 30% de Xénon. L'épaisseur de la gaine diminue jusqu'au temps $t = 64.54 \text{ ns}$, $t = 142.61 \text{ ns}$ et $t = 431.2 \text{ ns}$ pour 10%, 20% et 30% de Xénon, respectivement. Après cette période, l'épaisseur de la gaine atteint un état quasi-stationnaire jusqu'à la fin de l'impulsion.

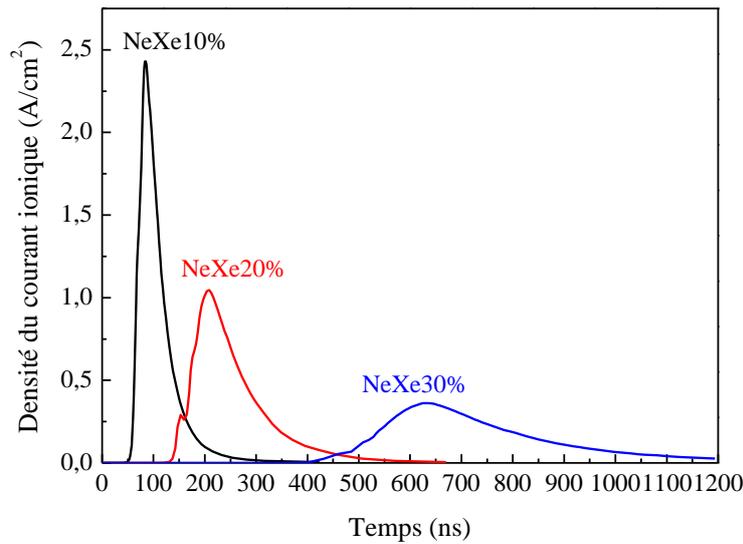


Figure III.24 : Variations temporelles de la Densité du courant ionique, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.24, on peut remarquer que pour des faibles concentrations du Xénon, la densité du courant ionique est plus élevée en raison d'un important dépôt de puissance dans la production d'ionisation. Elle atteint une valeur maximale de $2,39 A/cm^2$ à $t = 82,37$ ns et $1,04 A/cm^2$ à l'instant $t = 208,52$ ns et $0,36 A/cm^2$ à l'instant $t = 630,63$ ns pour 10% et 20% et 30% de Xénon, respectivement.

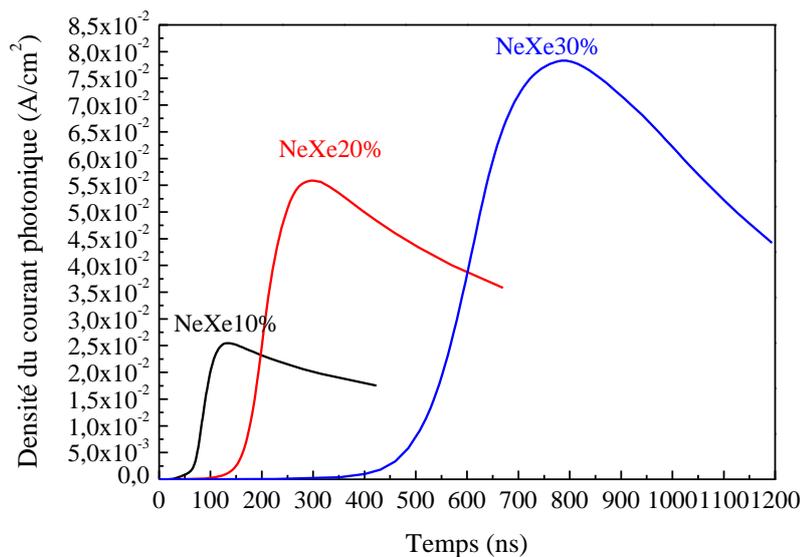


Figure III.25 : Variations temporelles de la Densité du courant photonique, pour trois valeurs de concentrations de Xénon dans le Néon 10%, 20% et 30%.

Dans la figure III.25, on remarque que la densité du courant photonique. Elle atteint une valeur maximale de 0.025 A/cm^2 à $t = 134.42 \text{ ns}$ et 0.055 A/cm^2 à l'instant $t = 300.87 \text{ ns}$ et 0.078 A/cm^2 à l'instant $t=784.13 \text{ ns}$ pour 10% et 20% et 30% de xénon, respectivement.

III.4.2 Effet du coefficient d'émission secondaire :

Pour connaître l'influence du coefficient d'émission d'électrons secondaires, nous avons effectué des calculs pour deux valeurs de $\gamma = 0.1$ et 0.25 . La composition du mélange gazeux Ne-Xe (90% -10%), à une pression $p = 400 \text{ Torr}$, et une tension appliquée $V = 2\text{kV}$.

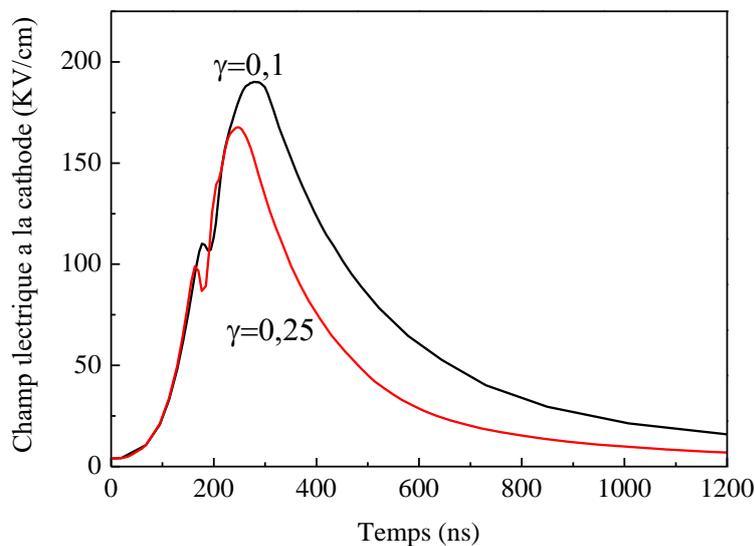


Figure III.26 : Evolutions temporelles du champ électrique pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

La figure III.26 représente la variation temporelle du champ électrique pour les deux valeurs de coefficient d'émissions secondaires $\gamma=0.1$ et 0.25 , on voit que le pic du champ électrique sur la cathode décroît quand le coefficient d'émissions secondaires γ croît.

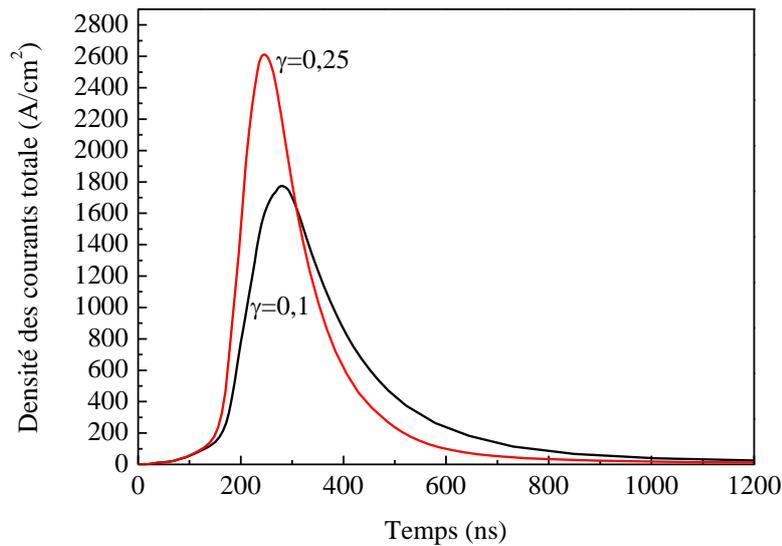


Figure III.27 : Variations temporelles du courant de décharge pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Dans la figure III.27, nous remarquons que la densité de courant de la décharge totale augmente avec des grandes valeurs du coefficient d'émission secondaire à la cathode.

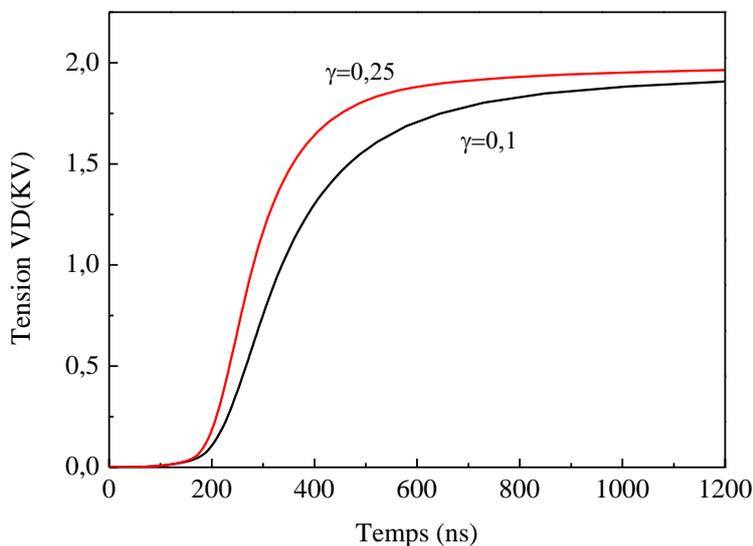
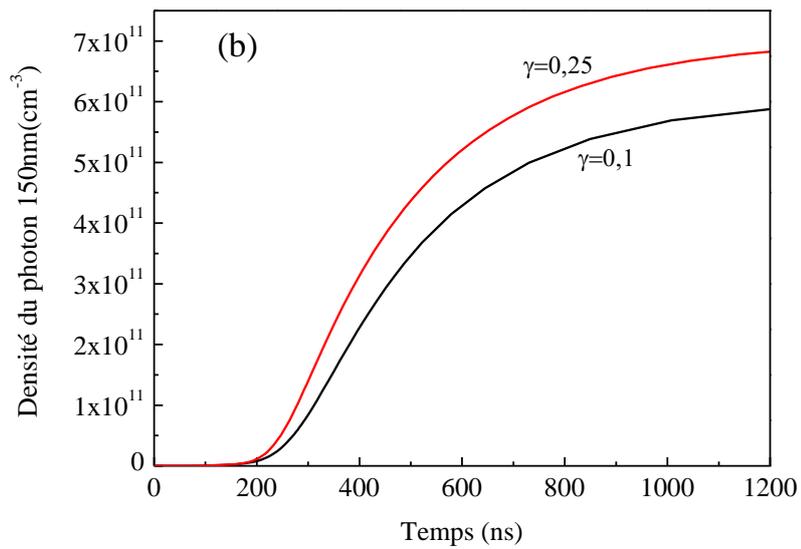
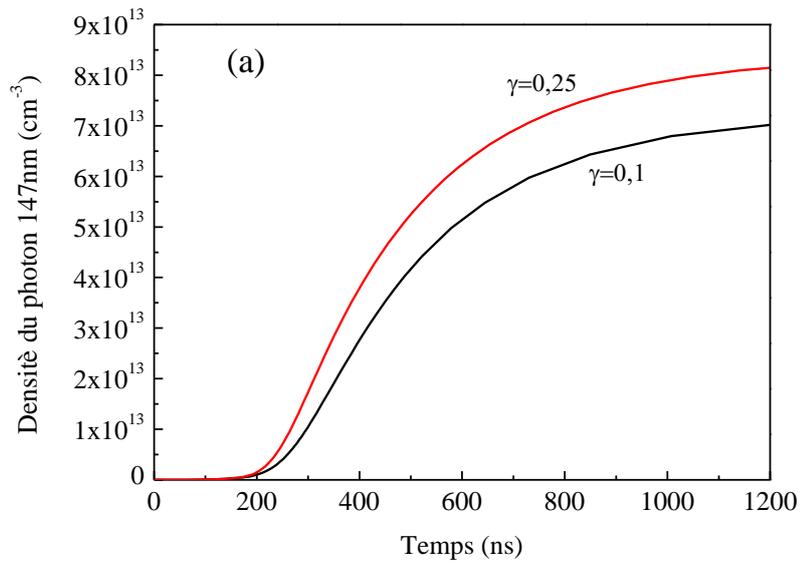


Figure III.28 : Variations temporelles de la tension de décharge pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Sur la figure III.28, on voit que la tension de la décharge augmente quand le coefficient d'émissions secondaire γ croit.



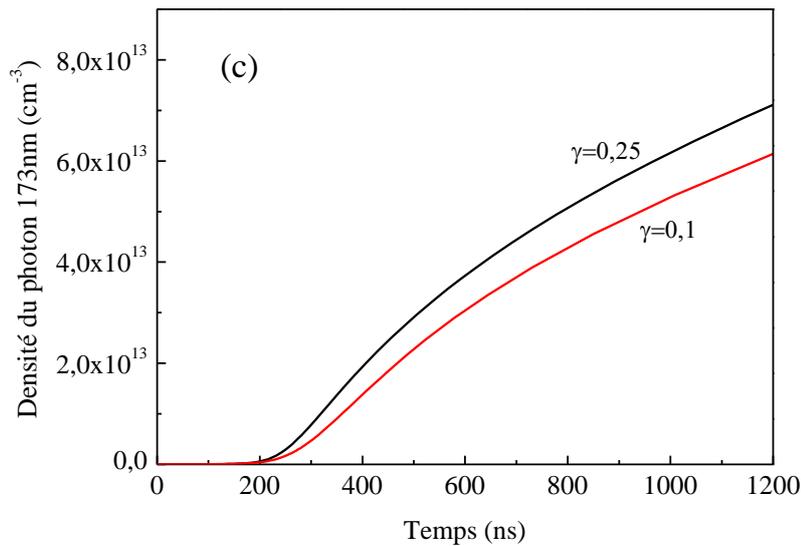


Figure III.29 : Variations temporelles de la densité du photon (a) $h\nu=147$ nm, (b) $h\nu=150$ nm, (c) $h\nu=173$ nm pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Les figures III.29 : (a), (b), (c) montrent les variations temporelles de la densité des photons (a) 147nm, (b) 150nm et (c) 173 nm, pour deux valeurs de coefficient d'émission secondaires $\gamma = 0.1$ et 0.25 . Nous notons que la production de photons augmente avec les grandes valeurs du coefficient d'émission secondaire à la cathode.

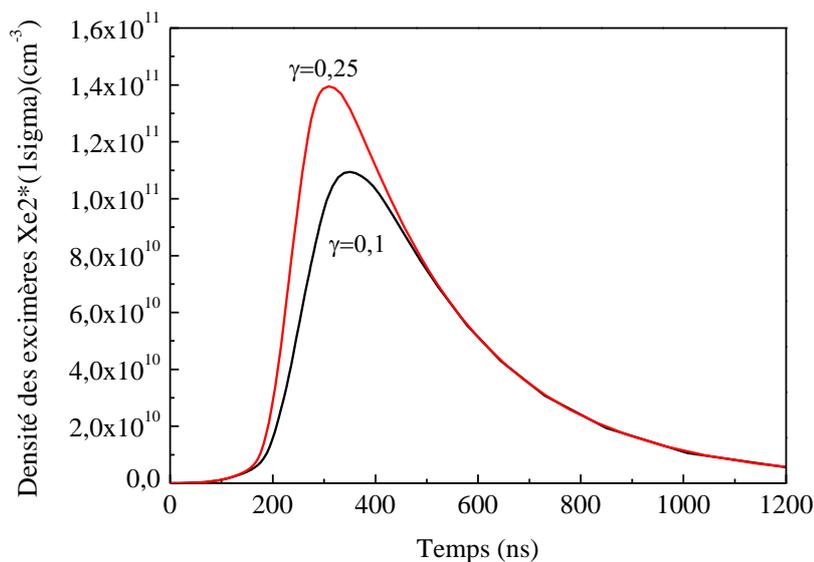


Figure III.30 : Variations temporelles de la densité des excimères $Xe_2^*(1\Sigma)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Dans la figure III.30, on remarque que la densité des excimères $\text{Xe}_2^*(1\Sigma)$ est plus élevée quand le coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de $1.09 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ à $t = 350.41 \text{ ns}$, $1.39 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ à l'instant $t = 309 \text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25, respectivement.

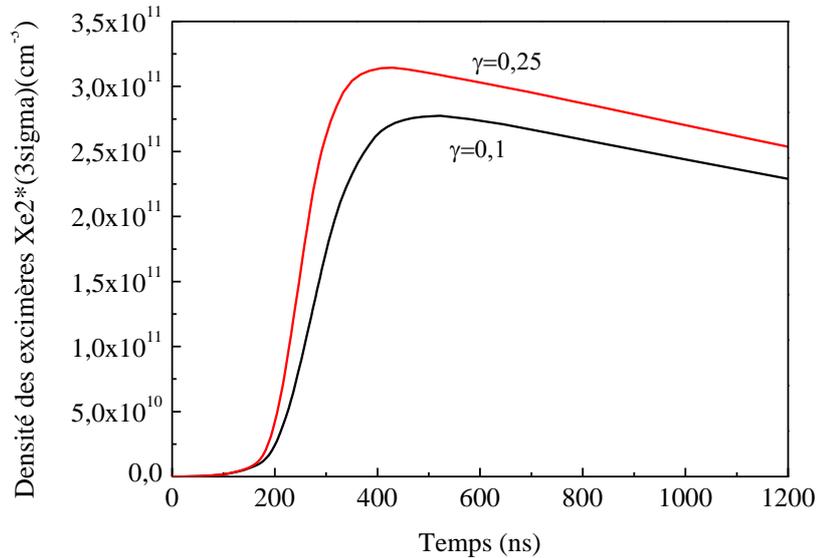


Figure III.31 : Variations temporelles de la densité des excimères $\text{Xe}_2^*(3\Sigma)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25.

Dans la figure III.31, on remarque que la densité des excimères $\text{Xe}_2^*(3\Sigma)$ est plus élevée quand le coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de $2.77 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ à $t = 522.08 \text{ ns}$ et $3.14 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ à l'instant $t = 429.5 \text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25, respectivement.

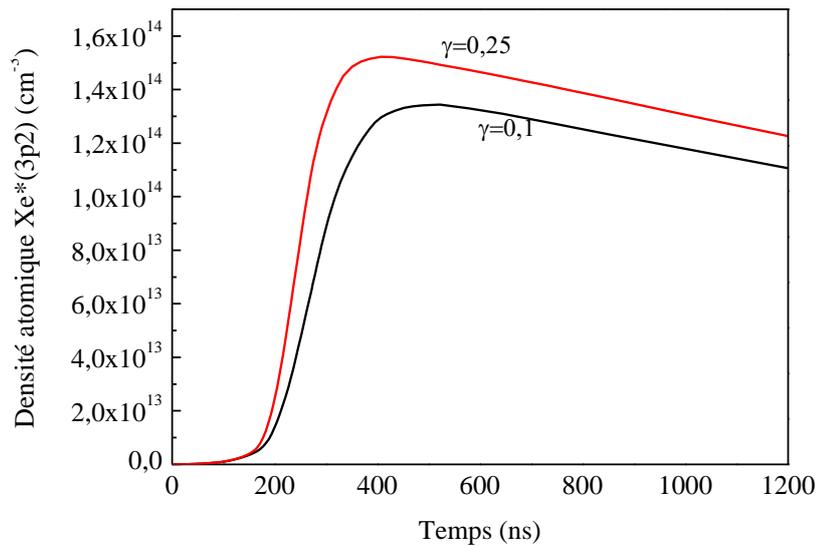


Figure III.32 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p_2)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Dans la figure III.32, on remarque que la densité atomique $Xe^*(3p_2)$ est plus élevée quand le coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de $1.34 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ à $t = 522.08 \text{ ns}$, $1.52 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ à l'instant $t = 406.76 \text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25 respectivement.

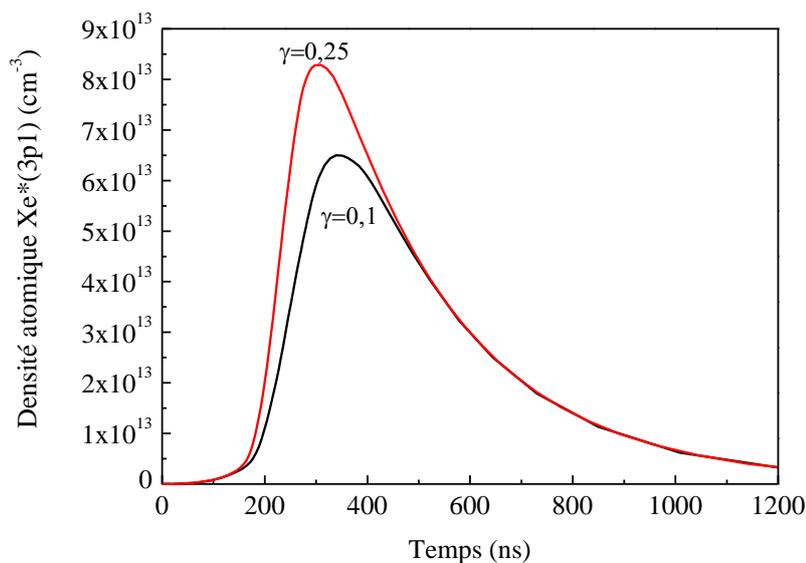


Figure III.33 : Variations temporelles de la densité atomique $Xe^*(3p_1)$ pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25 .

Dans la figure III.33, on remarque que la densité atomique $Xe^*(^3P_1)$ est plus élevée quand le coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de $6.49 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ à $t = 350.41 \text{ ns}$ et $8.28 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ à l'instant $t = 309 \text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25 respectivement.

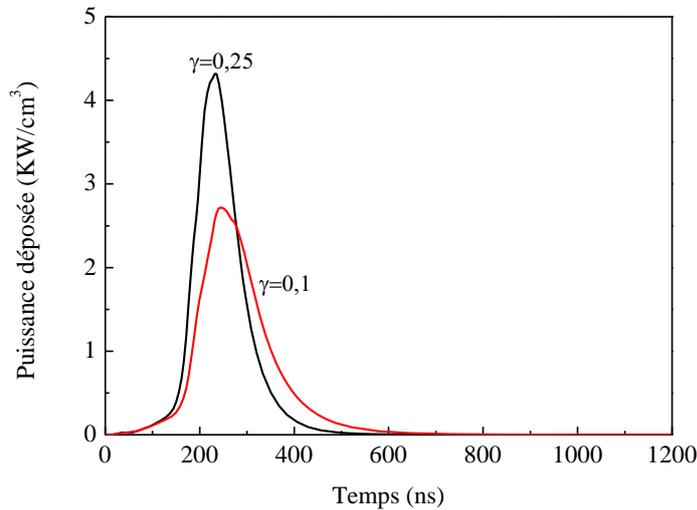


Figure III.34 : Variations temporelles de la puissance déposée pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25.

Dans la figure III.34, on remarque que la puissance déposée augmente lorsque la valeur du coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de 2.71kw/cm^3 à $t = 245.87 \text{ ns}$, 4.31kw/cm^3 à l'instant $t = 231.67 \text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25 respectivement.

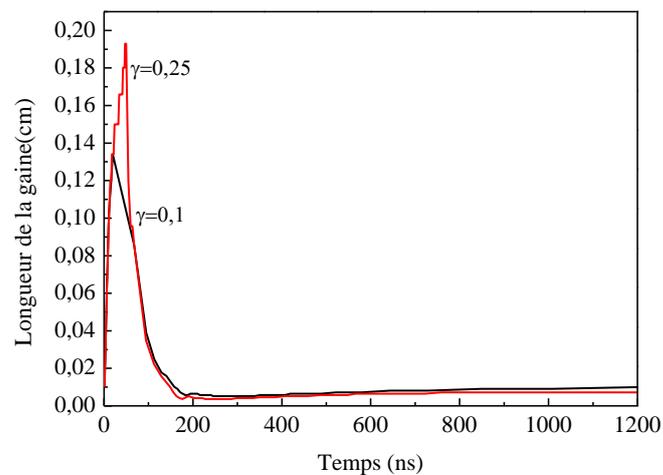


Figure III.35 : Variations temporelles de la longueur de la gaine pour deux valeurs de $\gamma=0.1$ et 0.25.

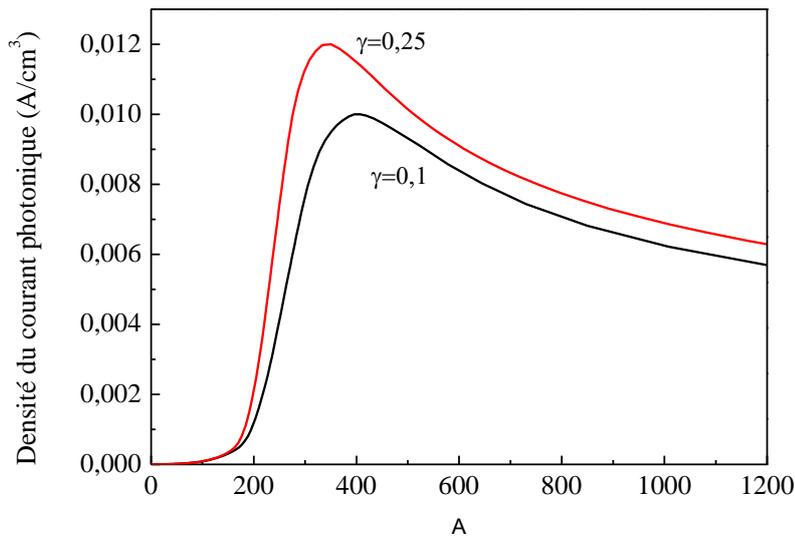


Figure III.36 : Variations temporelles de la densité du courant photonique pour deux valeurs de $\gamma=0,1$ et $0,25$.

La figure III.36 montre que la densité du courant photonique augmente lorsque la valeur du coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de $0,01 \text{ A/cm}^3$ à $t = 407,25 \text{ ns}$ et $0,011 \text{ A/cm}^3$ à l'instant $t = 350,69 \text{ ns}$ pour $0,1$ et $0,25$ respectivement.

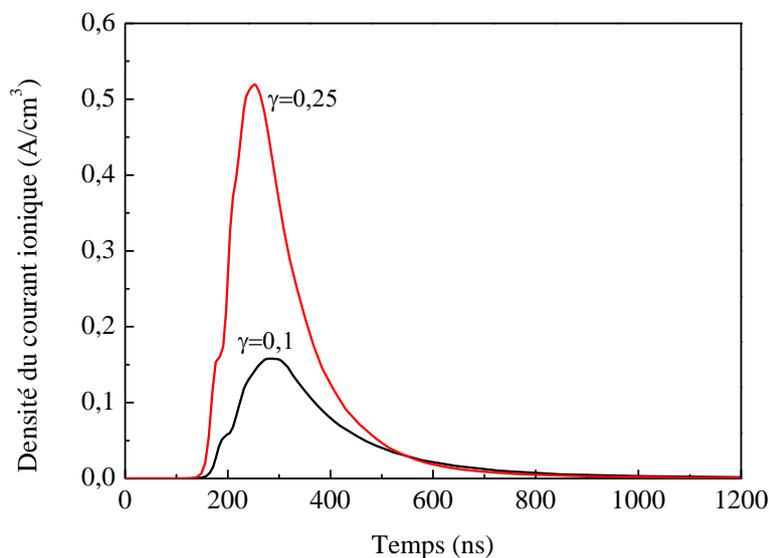


Figure III.37 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour deux valeurs de $\gamma=0,1$ et $0,25$.

La figure III.37 montre que la densité du courant ionique augmente lorsque la valeur du coefficient d'émission secondaire augmente, elle atteint une valeur maximale de 0.15A/cm^3 à $t = 285.37\text{ ns}$ et 0.51A/cm^3 à l'instant $t = 252.15\text{ ns}$ pour 0.1 et 0.25 respectivement.

III.4.3 Effet de la pression:

Pour connaître l'influence de la pression, nous avons effectué des calculs pour quatre valeurs de pression $p = 300, 400, 500$ et 600 Torr et un coefficient d'émission d'électrons secondaires $\gamma = 0,25$. La composition du mélange gazeux Ne-Xe (90% -10%) et une tension appliquée $V = 2\text{kV}$.

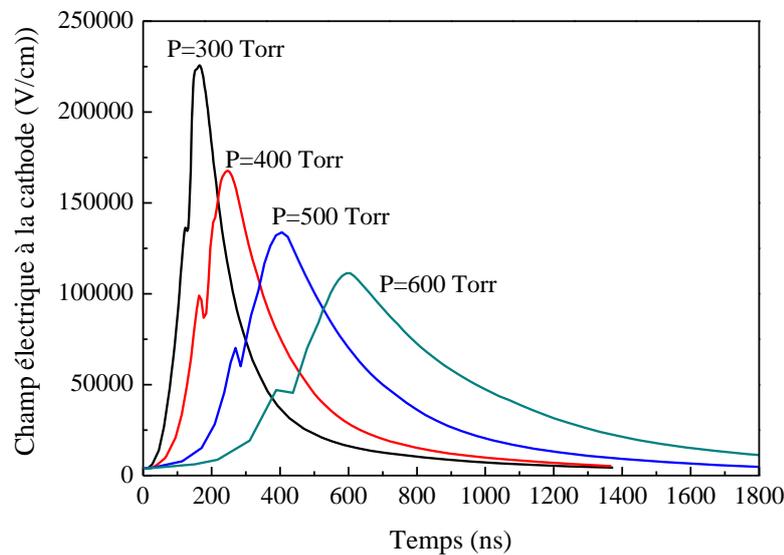


Figure III.38 : Evolutions temporelles du champ électrique pour quatre valeurs de pression $p=300; 400; 500$ et 600 Torr .

La figure III.38 montre les variations temporelles du champ électrique, pour quatre valeurs de pression $p=300, 400, 500$ et 600 Torr , on remarque que le pic du champ électrique à la cathode est moins important lorsque la pression de gaz augmente.

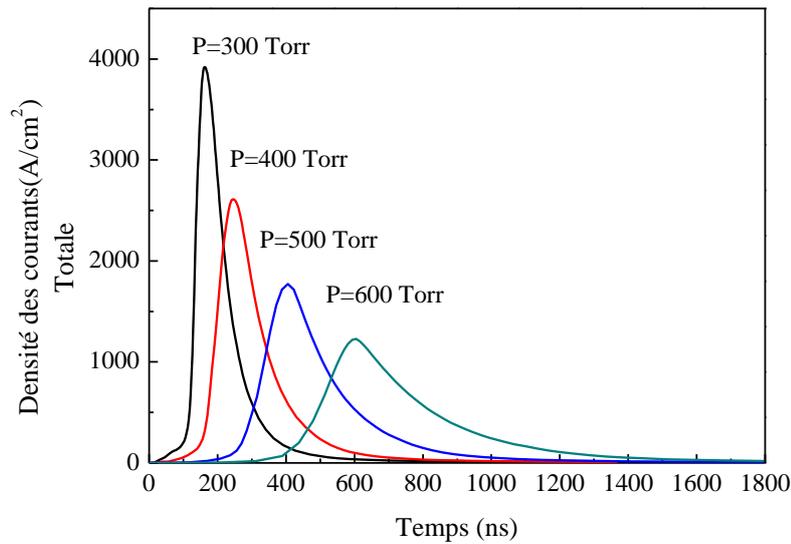


Figure III.39 : Variations temporelles du courant de décharge pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr.

La figure III.39 montre les variations temporelles des densités de courant, pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr. On remarque que lorsque la pression de gaz augmente le pic de courant sera diminué.

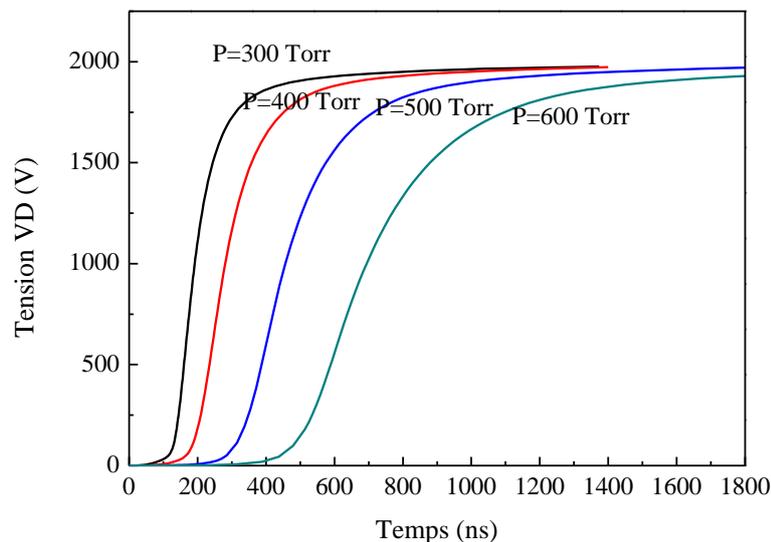
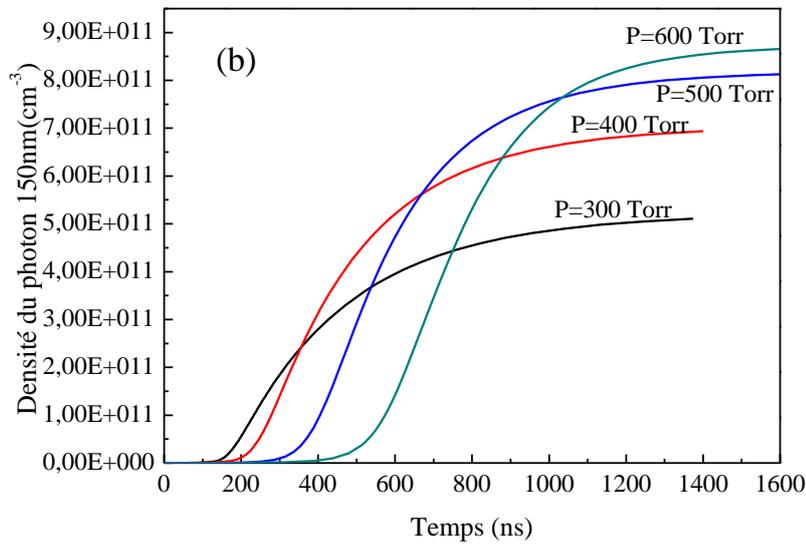
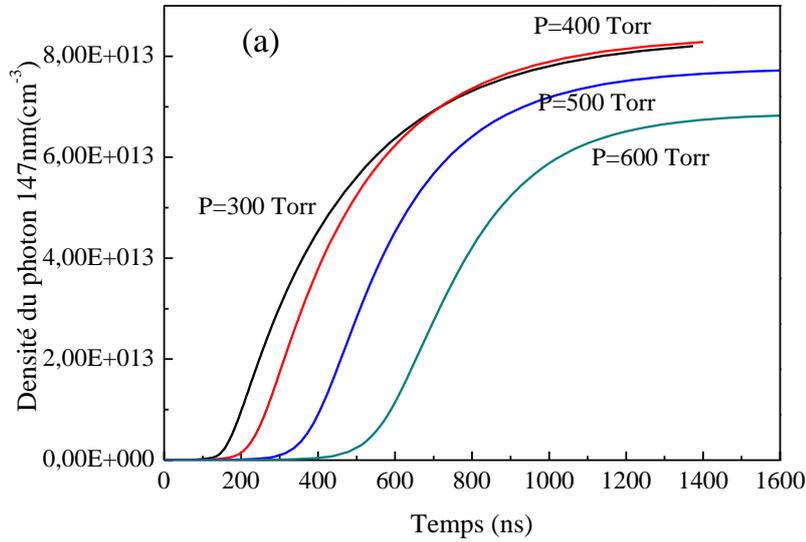


Figure III.40 : Variations temporelles de la tension de décharge pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr.

La figure III.40 montre les variations temporelles de la tension VD, pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr. On remarque que la tension VD est inversement proportionnelle à la valeur de la pression.



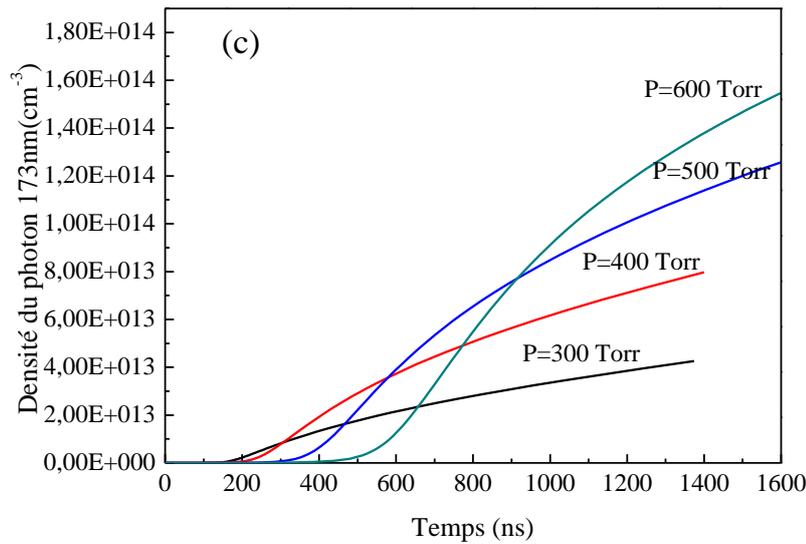
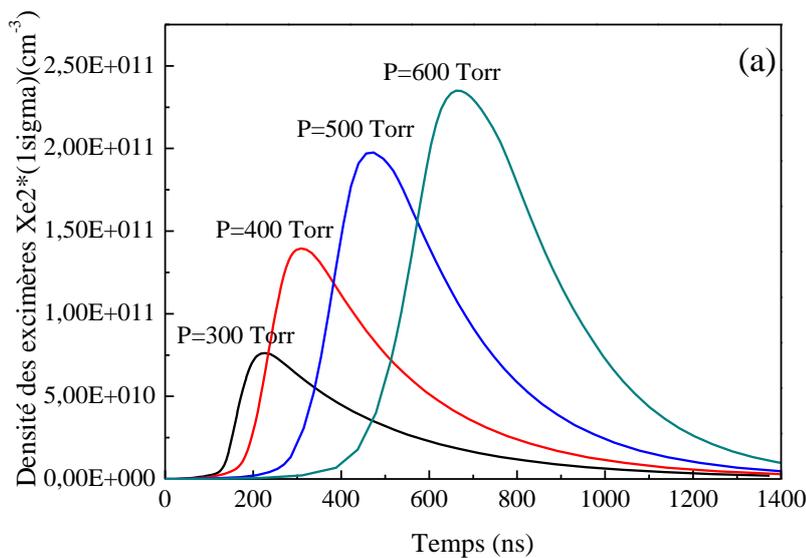


Figure III.41 : Variations temporelles de la densité du photon (a) $h\nu=147$ nm, (b) $h\nu=150$ nm, (c) $h\nu=173$ nm pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr.

Nous avons également étudié les conséquences de la pression totale du mélange gazeux sur la génération des photons (voir la figures III.41), Les émissions de photons (147 nm, 150 nm, 173 nm) augmentent avec l'augmentation de la pression du gaz en raison d'une densité de gaz plus élevée entraînant d'avantage d'émissions d'UV. Cependant, l'efficacité de la génération de photons 173 nm est élevée à des pressions élevées car les collisions sont plus efficaces [68].



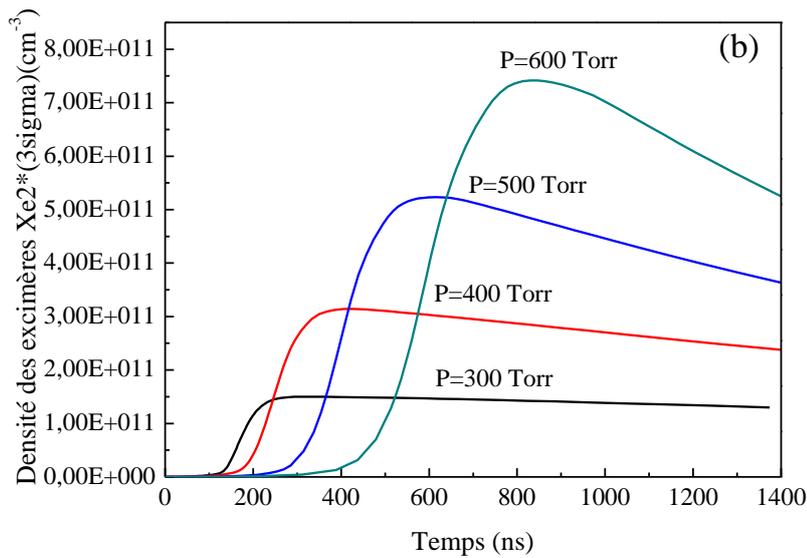


Figure III.42 : Variations temporelles de la densité des excimères (a) $\text{Xe}_2^*(1\Sigma)$, (b) $\text{Xe}_2^*(3\Sigma)$, pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.

La figure III.42 montre l'effet de la pression totale sur la variation temporelle de la densité des excimères (a) $\text{Xe}_2^*(1\Sigma)$, (b) $\text{Xe}_2^*(3\Sigma)$ respectivement. On voit que la densité des excimères augmente avec une augmentation de la pression de gaz.

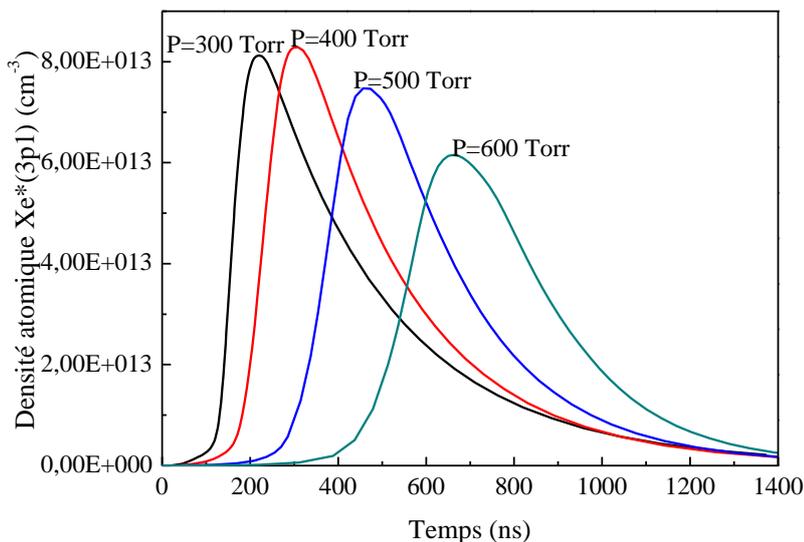


Figure III.43 : Variations temporelles de la densité atomique $\text{Xe}^*(3P_1)$ pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.

L'effet de la pression totale sur la variation temporelle de l'état résonant $Xe^* (^3P_1)$ est que la densité de l'état résonant décroît avec une augmentation de la pression de gaz.

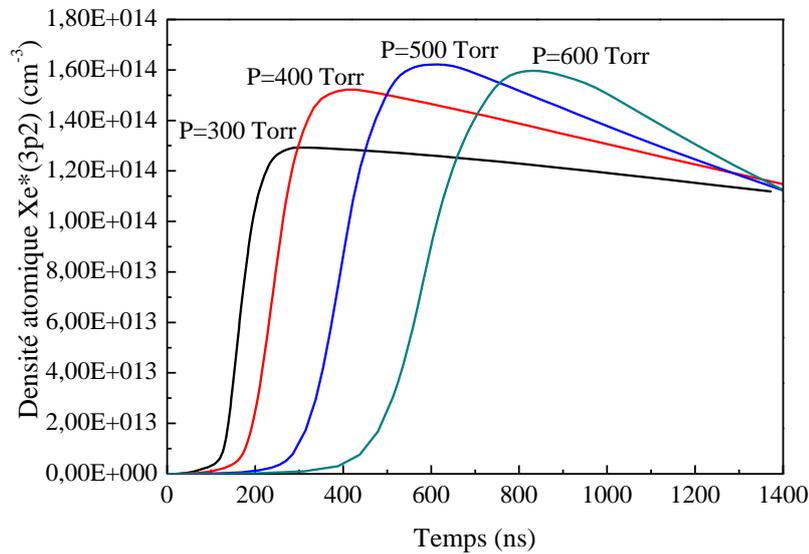


Figure III.44 : Variations temporelles de la Densité atomique $Xe^* (^3P_2)$, pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.

L'effet de la pression totale sur la variation temporelle de l'état métastable $Xe^* (^3P_1)$, On remarque que la densité de l'état métastable croît avec l'augmentation de la pression de gaz.

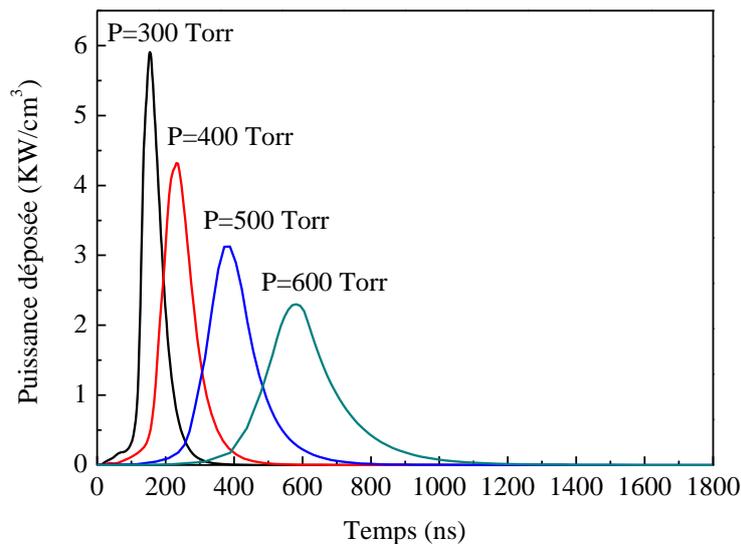


Figure III.45 : Variations temporelles de la puissance déposée pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.

La figure III.45 montre que la puissance déposée est inversement proportionnelle avec la pression du gaz.

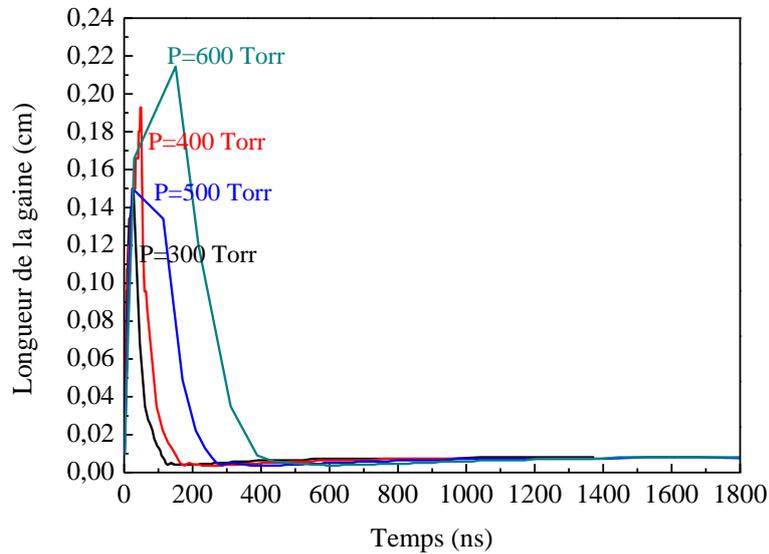


Figure III.46 : Variations temporelles de la longueur de la gaine pour quatre valeurs de pression P=300, 400, 500 et 600 Torr.

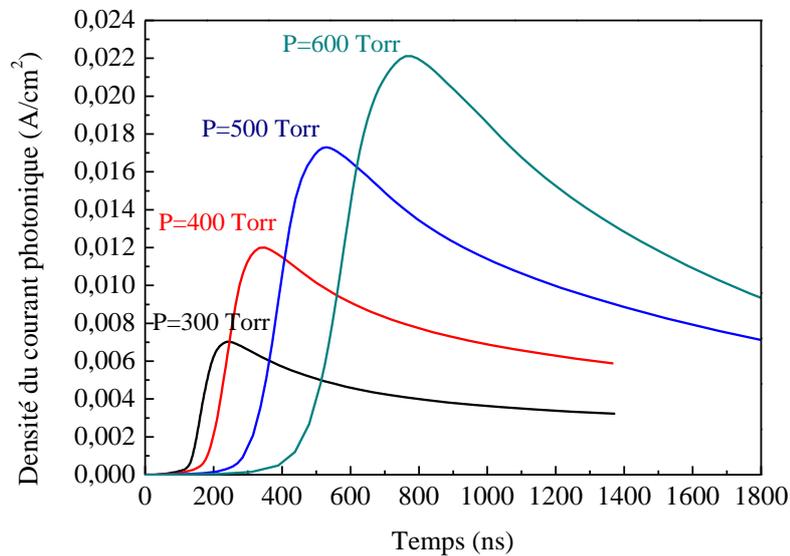


Figure III.47 : Variations temporelles de la densité du courant photonique pour quatre valeurs P=300, 400, 500 et 600 Torr.

L'effet de la pression totale sur la densité du courant photonique (voir figure III.47) montre que la densité de courant photonique augmente avec l'augmentation de la pression de gaz et

par contre la densité du courant ionique décroît avec l'augmentation de la pression du gaz (voir figure III.48).

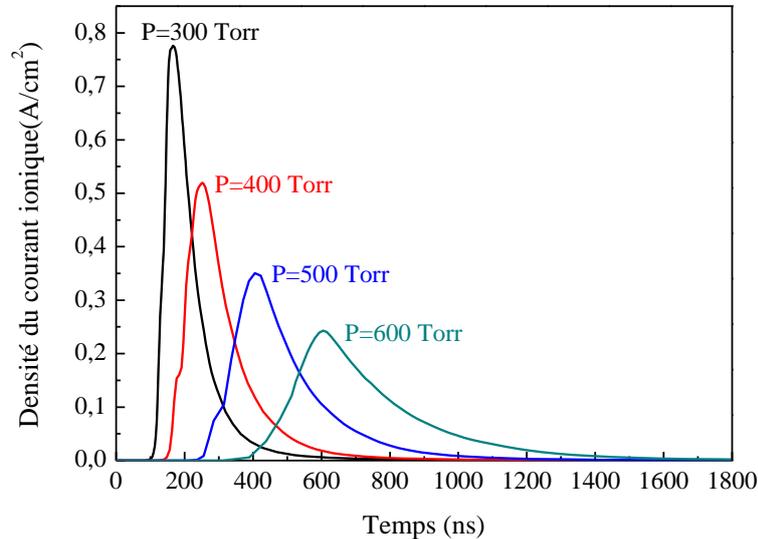


Figure III.48 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour quatre valeurs de pression $P=300, 400, 500$ et 600 Torr.

III.4.4 Effet de la tension:

Pour connaître l'influence de la tension, nous avons effectué des calculs pour deux valeurs de $V = 1.5$ et 2kV , un coefficient d'émission d'électrons secondaires $\gamma = 0.25$, la composition du mélange gazeux Ne-Xe (90% -10%), et une pression $P = 400$ Torr.

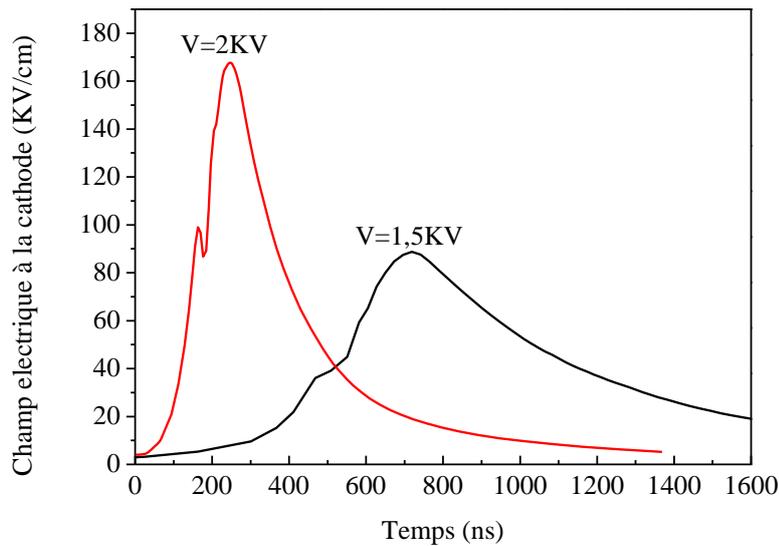


Figure III.49 : Evolutions temporelles du champ électrique pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV.

La variation temporelle du champ électrique au niveau de la cathode comme indiqué dans la figure III.49 et pour deux valeurs de tension appliquée 1.5 et 2 kV, le pic du champ électrique atteint les valeurs suivantes 88.7 kV/cm à $t=718.4$ ns et 167.7 kV/cm à $t=246.46$ ns. Ces valeurs du champ électrique au voisinage du diélectrique conduiront à un grand dépôt de puissance [36] [60].

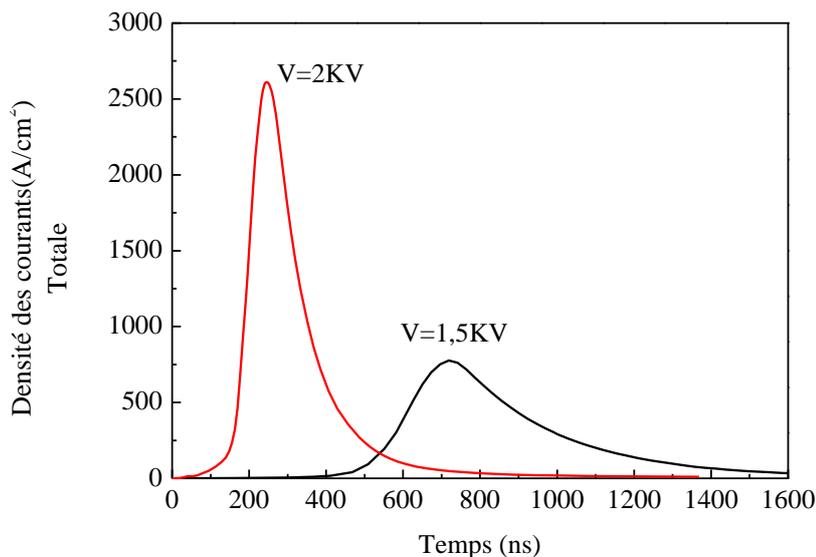


Figure III.50 : Variations temporelles du courant de décharge, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV.

L'effet de la tension sur la densité du courant de décharge (voir figure III.50) montre que la densité de courant augmente avec l'augmentation de la tension. Le pic de la densité du courant atteint les valeurs suivantes 775.76 A/cm^2 à l'instant $t=718.43\text{ns}$ et 2611.69A/cm^2 à l'instant $t=246.46\text{ns}$ pour $V=1.5$ et 2 kV .

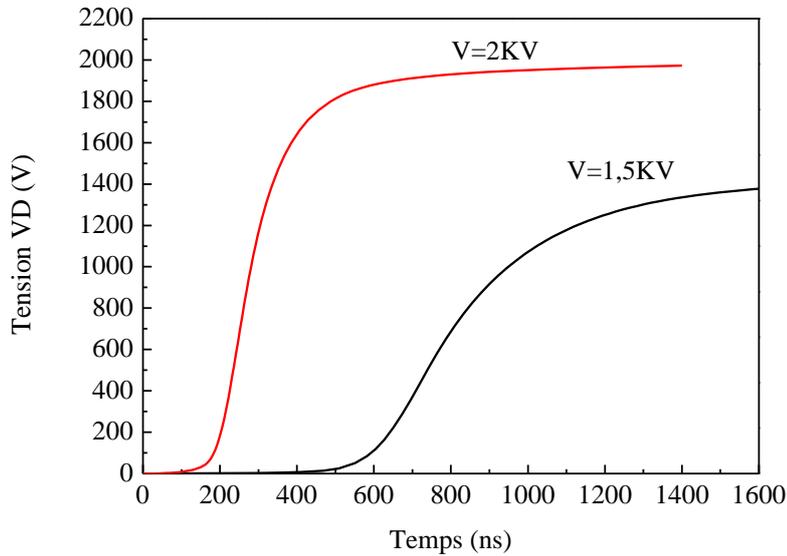
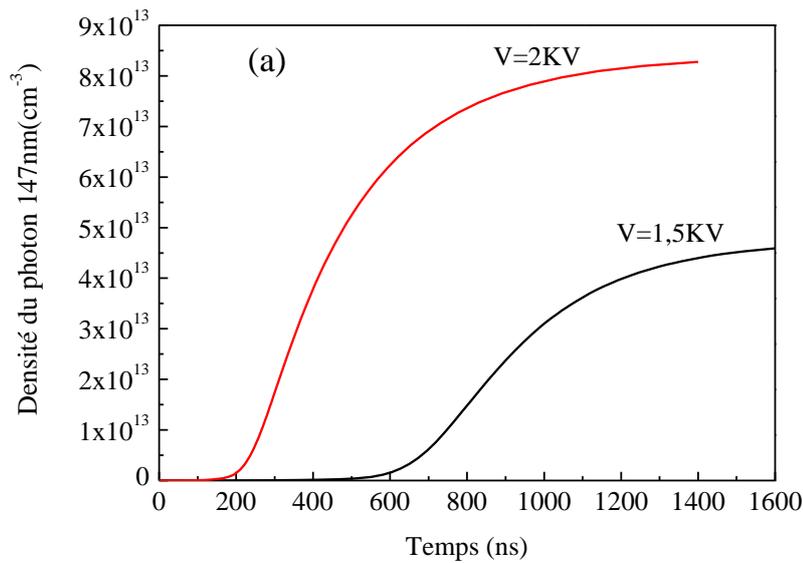


Figure III.51 : Variations temporelles de la tension de décharge, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV .

Sur la figure III.51, on montre que la tension VD augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.



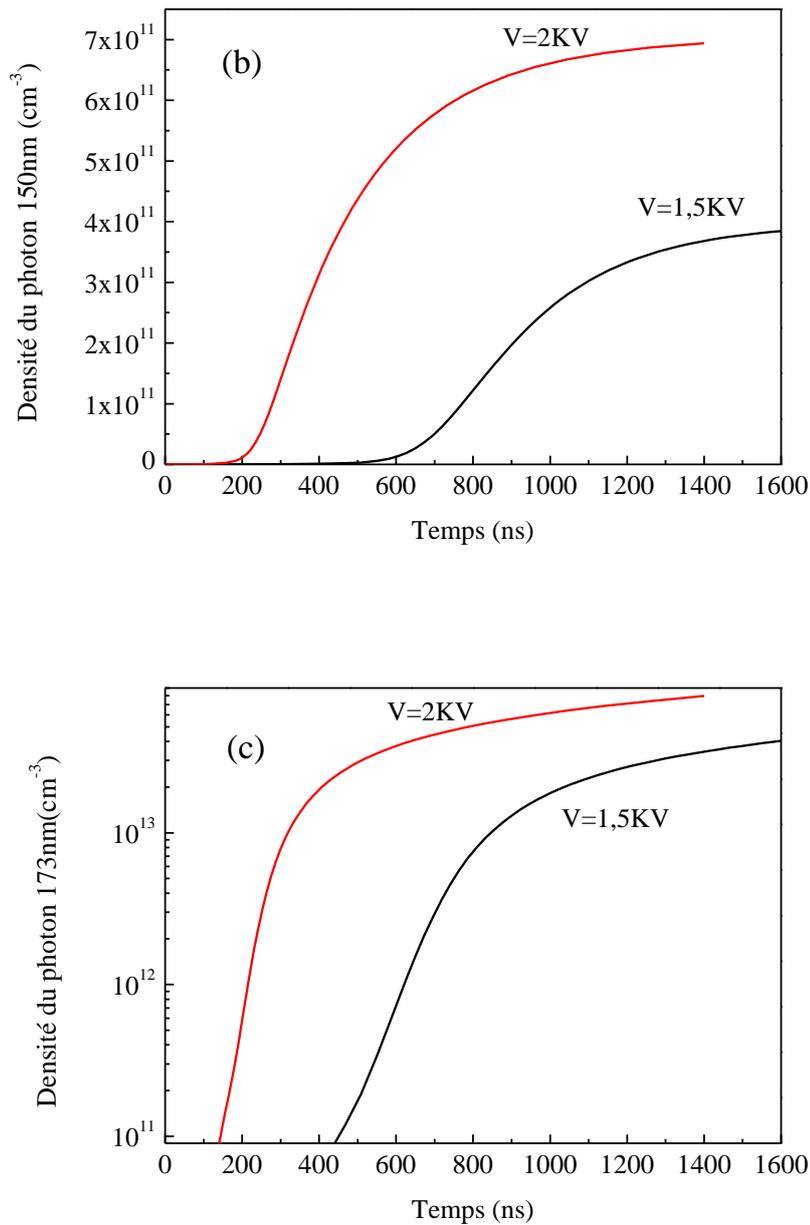


Figure III.52 : Variations temporelles de la densité du photon (a) $h\nu=147 \text{ nm}$, (b) $h\nu=150 \text{ nm}$, (c) $h\nu=173 \text{ nm}$, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV .

La figure III.52 montre l'effet de la variation de la tension appliquée V_{ap} sur l'émission des photons (a) $h\nu$ (147 nm), (b) $h\nu$ (150 nm) et (c) $h\nu$ (173 nm) dans les DBD. On sait que l'augmentation de V_{ap} augmente la luminosité principalement due à l'augmentation des dépôts d'énergie et que la majeure partie de l'énergie dissipée dans le Xénon est utilisée dans la Production de VUV.

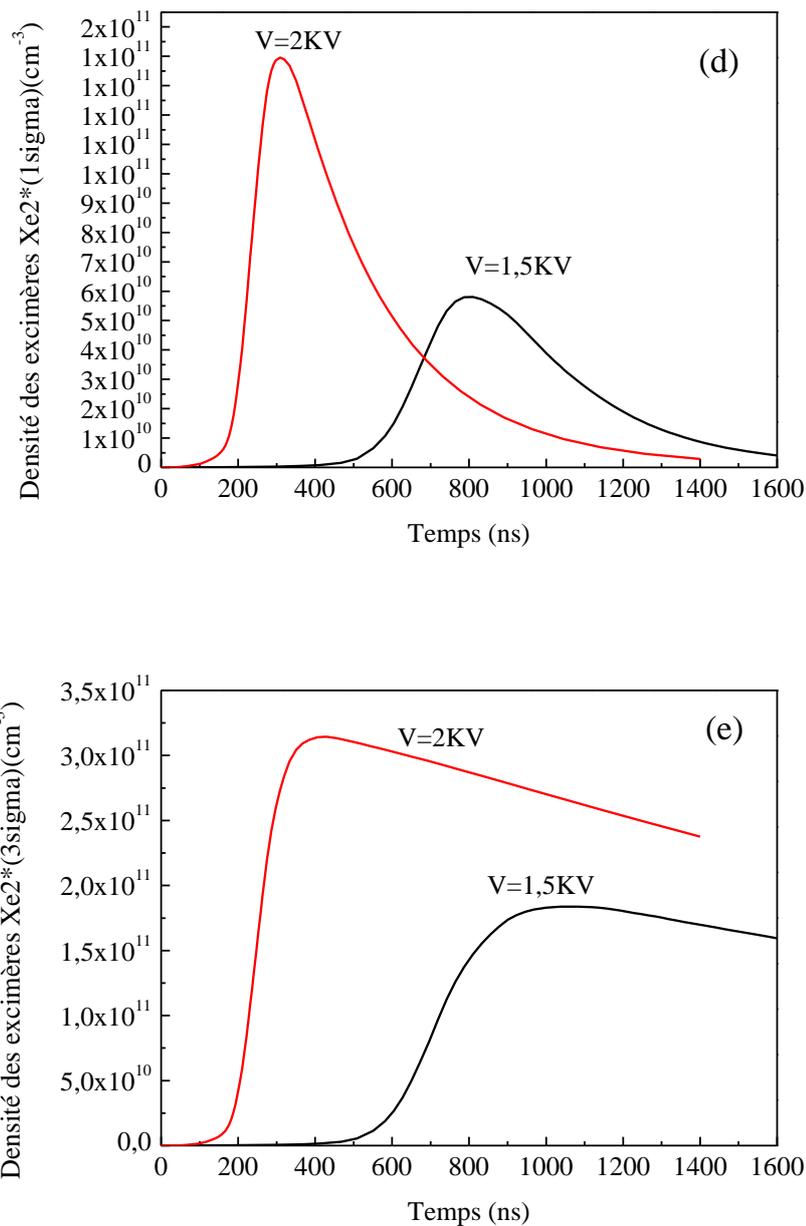


Figure III.53 : Variations temporelles de la densité des excimères **(d)** $\text{Xe}_2^*(1\sigma)$, **(e)** $\text{Xe}_2^*(3\sigma)$, pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV .

La figure III.53 illustre l'effet de la tension sur la variation temporelle de la densité des excimères **(d)** $\text{Xe}_2^*(1\sigma)$, et **(e)** $\text{Xe}_2^*(3\sigma)$ respectivement. On voit que la densité des excimères augmente avec une augmentation de la tension.

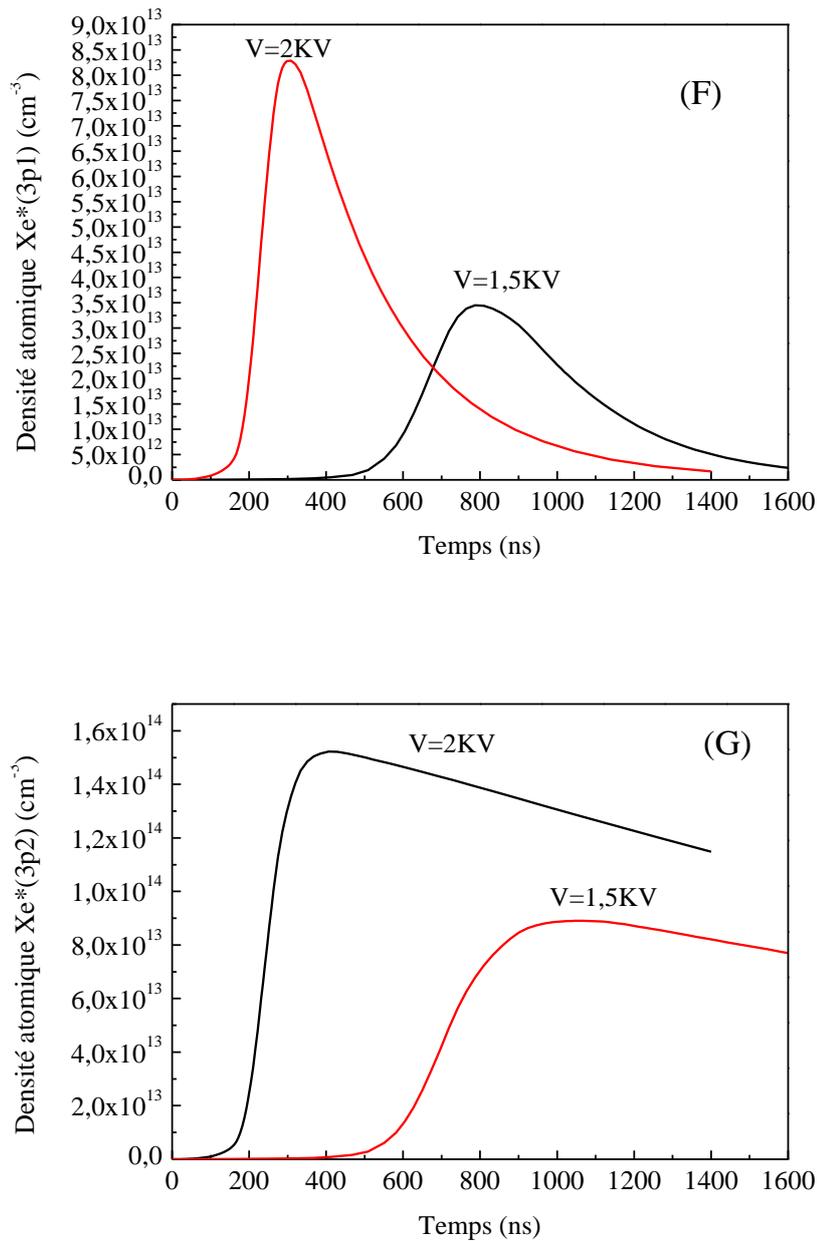


Figure III.54 : Variations temporelles de la densité atomique (F) $Xe^*(3P_1)$, (G) $Xe^*(3P_2)$ pour deux valeurs de tension $V=1.5$ et 2 kV.

L'effet de la tension sur la variation temporelle de la densité atomique (F) $Xe^*(3P_1)$, (G) $Xe^*(3P_2)$ est montré sur la figure III.54. On remarque que la densité atomique croît avec une augmentation de la tension.

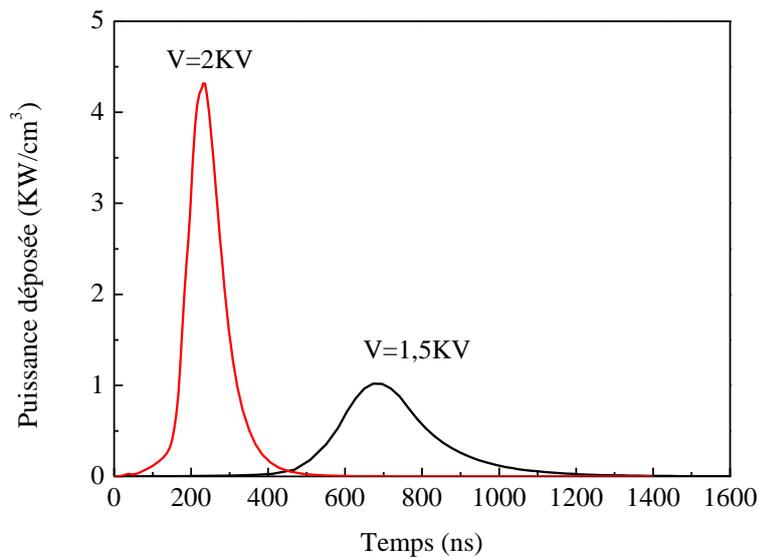


Figure III.55 : Variations temporelles de la puissance déposée pour deux valeurs de tension V=1.5 et 2 kV.

La figure III.55 montre que la puissance déposée augmente lorsque la tension appliquée augmente, elle atteint une valeur maximale de 1.019kW/cm^3 à $t = 672.96\text{ ns}$ et 4.318kW/cm^3 à l'instant $t = 231.67\text{ ns}$ pour 1.5 et 2 kV respectivement.

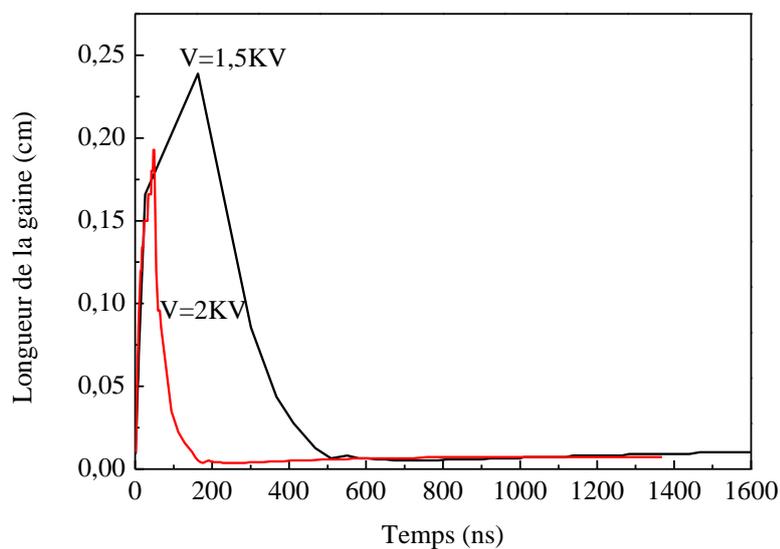


Figure III.56 : Variations temporelles de la Longueur de la gaine pour deux valeurs de tension V=1.5 et 2 kV.

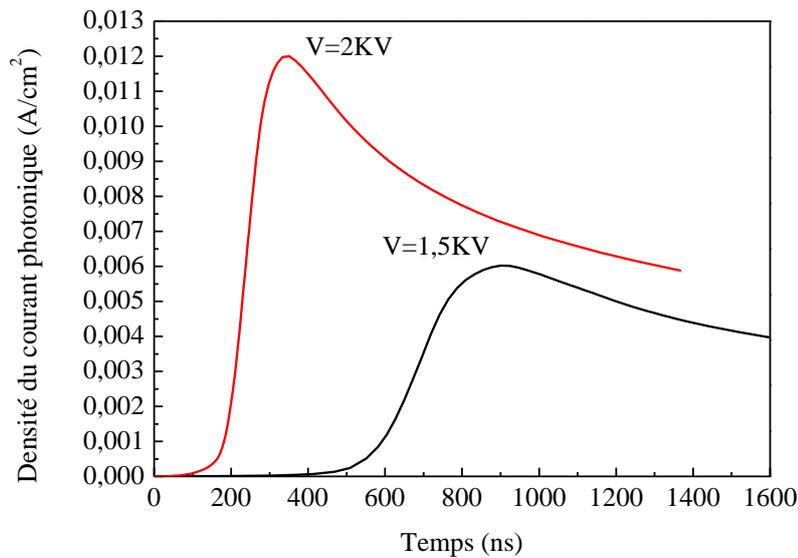


Figure III.57 : Variations temporelles de la Densité du courant photonique pour deux valeurs de tension $V=1.5$ et 2 kV.

La figure III.57 montre que la densité du courant photonique augmente lorsque la tension augmente, elle atteint une valeur maximale de 0.006 A/cm² à $t = 900.33$ ns et $0,0119$ A/cm² à l'instant $t = 350.69$ ns pour 1.5 et 2 kV respectivement.

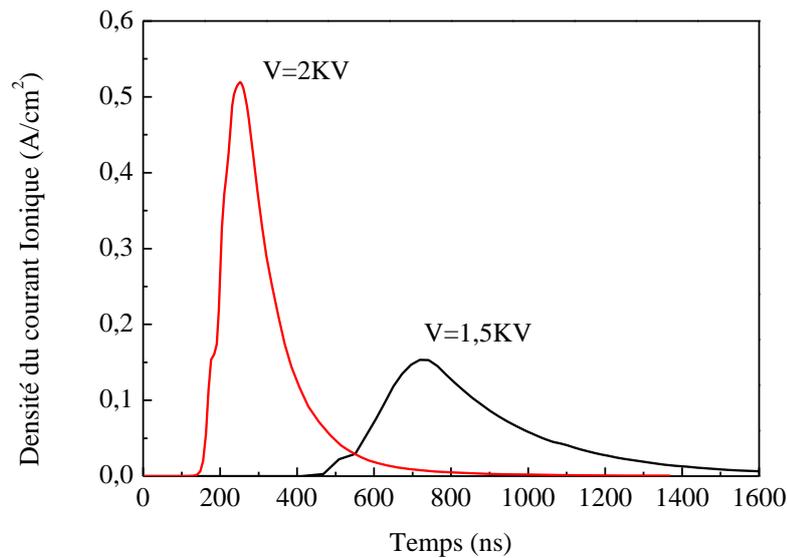


Figure III.58 : Variations temporelles de la densité du courant ionique pour deux valeurs de la tension $V=1.5$ et 2 kV.

III.5 Conclusion :

Ce chapitre est dédié à la mise en œuvre d'un modèle longitudinal unidimensionnel de la décharge DBD pour fournir de l'énergie électrique dans une lampe à excimère DBD, afin de contrôler son émission VUV et d'analyser les caractéristiques dans les conditions de fonctionnement des lampes à excimère. Les variations spatio-temporelles des propriétés physico-chimiques de la décharge électrique pendant l'impulsion; tels que le courant, le champ électrique, la tension aux bornes de la micro-décharge, la concentrations d'espèces chargées et excitées et l'émission de photons VUV sont bien illustrés et commentés dans ce chapitre.

Les résultats issus de ce travail discutent de la dynamique des micro-décharges et de l'optimisation des conditions de la décharge pour une lampe à excimère et la génération de photons. Une étude paramétrique est proposée pour montrer l'efficacité de la génération de photons VUV dans les décharges DBD qui dépend de la composition du mélange gazeux, de la pression du mélange gazeux, de la tension appliquée et de la gaine par émission d'électrons secondaires à la cathode. L'augmentation de la tension appliquée, de la concentration de Xénon, de la pression du gaz et induit une augmentation de la génération de photons de longueur d'onde de 173 nm.

Référence Bibliographie :

- [1] Hideki Motomura, Kojiro Oka, Toru Sogabe and Masafumi Jinno *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011) 224013 (9pp).
- [2] M. I. Lomaev, V. S. Skakun, E. A. Sosnin, et al., *Usp. Fiz. Nauk* **173**, 201 (2003) [*Phys. Usp.* **46**, 193 (2003)].
- [3] E. A. Bogdanov, A. A. Kudryavtsev, R. R. Arslanbekov, and V. I. Kolobov, *J. Phys. D* **37**, 2987 (2004).
- [4] J. P. Boeuf, *J. Phys. D* **36**, R53 (2003).
- [5] J.-S. Oh and K. Tachibana, *J. Appl. Phys.* **98**, 103 302 (2005).
- [6] Lanlan Yang, Yan Tu, Xiong Zhang, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 392 (2007).
- [7] K. N. Kim, D. C. Jeong, and C. H. Moon, *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 2259 (2008).
- [8] U. Kogelschatz, *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** (2003) 1.
- [9] B. Eliasson, M. Hirth, U. Kogelschatz, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 1421.
- [10] D. Braun, U. Kuchler and G. Pietsh, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, (1991) 564-572.
- [11] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, S. Okazaki, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** (1988) 838.
- [12] F. Massines, C. Mayoux, R. Messaoudi, A. Rabehi, P. Segur, *Proceeding of 10th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications Swansea, UK, 1992* p 730.
- [13] E. Stoffels, A. J. Flikweert, W. W. Stoffels, and G. M. W. Kroesen, "Plasma needle: A non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio)materials," *Plasma Sour. Sci. Technol.*, vol. 11, no. 4, pp. 383–388, 2002.
- [14] E. J. Clothiaux, J. A. Koropchak, R. R. Moore, *Plasma Chem. Plasma Process.* **4** (1984) 15.
- [15] A. C. Gentile and M. J. Kushner, *J. Appl. Phys.*, **79**, (1996) 3877-3885
- [16] J. G. Eden *et al.*, "Plasma science and technology in the limit of the small: Microcavity plasmas and emerging applications," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 4, pp. 661–675, Oct. 2013.
- [17] A. Belasri, K. Khodja, S. Bendella and Z. Harrache, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 445202 (10pp).
- [18] K. Khodja, H. Sisabeur, A. Belasri, *Advanced Materials Research.* **227** (2011) 101-104.
- [19] U. Kogelschatz, H. Esrom, J. Y. Zhang, I. W. Boyd, *Applied Surface Science*, **168** (2000) 29-36.

- [20] E.A. Sosnin, M.V. Erofeev, V.F. Tarasenko, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **38** (2005) 3194–3201.
- [21] U.Kogelschatz*/Journal of Optical Technology c/c of OpticheskiZhurnal .79, 55–69 August 2012
- [22] VahidForoutan’’ Study of VUV Emission From Xe– Ne Microhollow Cathode Discharge in the Self-Pulsing Regime’’ IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE 0093-3813 © 2020 IEEE.
- [23] Svetlana V. Avtaeva, Belkacem Saghi, and Bouabdellah Rahmani IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 39, NO. 9, SEPTEMBER 2011.
- [24] J. Wieser, D. E. Murnick, A. Ulrich, H. A. Huggins, A. Liddle, and W. L. Brown, “Vacuum ultraviolet rare gas excimer light source,” *Rev. Sci. Instrum.* **68**, No. 3, 1360–1364 (1997).
- [25] J. Wieser, A. Ulrich, M. Salvermoser, H. Shaw, D. E. Murnick, and H. Dahi, “Light sources using energy transfer from excimer to line radiation,” *Proc. SPIE* **3403**, 314–320 (1998).
- [26] A. Oda, Y. Sakai, H. Akashi, and H. Sugawara, “One-dimensional modeling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps,” *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 32, no. 21, pp. 2726–2736, Nov. 1999.
- [27] S. Bhosle, G. Zissis, J. J. Damelin-court, and A. Capdevila, “A new approach for boundary conditions in dielectric barrier discharge modeling,” in *Proc. XVI Int. Conf. Gas Discharges Their Appl.*, Xian, China, 2006, pp. 233–236.
- [28] Oppenlaender T, Potentials and applications of excimer lamps (incoherent vacuum-UV/UV sources) *Photochemistry andin Photochemical Technology*, www.fh-furtwangen.de/deutsch/forschung/iaf/mitarbeiter/oppenlaender.html.
- [29] Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W 1997 *XXIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Toulouse, France) Invited Paper* pp c4–47.
- [30] Kolts J H and Setser D W 1978 *J. Chem. Phys.* **68** 4848.
- [31] Urakabe T, Harada S, Saikatsu T and Karino M 1996 *J. Light Vis. Environ.* **20** 20.
- [32] Beaudette T, Guillot P, Belenguer P, Callegari T and Auday G 2006 *18th Europhysics Conf. on Atomic and MolecularPhysics of Ionized Gases (Lecce, Italia, 12–16 July)* p 317.
- [33] E Robert, S Point, S Dozias, R Viladrosa and J M Pouvesle *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 135202 (10pp).

- [34] Carman R J, Mildren R P, Ward B K and Kane D M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2399.
- [35] Oda A, Sugawara H, Sakai Y and Akashi H 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1507.
- [36] BeleznaiSz, Mihajlik G, Agod A, Maros I, Juh'asz R, N'emethZs, Jakab L and Richter P 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 3777.
- [37] Liu S and Neiger M 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3144.
- [38] Carman R J and Mildren R P 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 19.
- [39] Carman R J and Mildren R P 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 154.
- [40] Bogdanov E A, Kudryavtsev A A and Arslanbekov R R 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 807
- [41] Kwak M G, Han J I, Kim Y H, Park S K, Lee D K and Sohn S H 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 176
- [42] Adler F and M'uller S 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1705
- [43] Shiga T, Pitchford L C, Boeuf J P and Mikoshiba S 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 512
- [44] Kwak M G and Han J I 2001 *J. SID* **9** 165.
- [45] M. V. Erofeev and V. F. Tarasenko, "XeCl, KrCl, XeBr and KrBr–excilamps of the barrier discharge with the nanosecond pulse duration of radiation," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 39, no. 16, pp. 3609–3614, Aug. 2006.
- [46] B.Rahmani, S. Bhosle, and G. Zissis, "Dielectric-barrier-discharge excilamp in mixtures of krypton and molecular chlorine," *IEEE Trans. PlasmaSci.*, vol. 37, no. 4, pp. 546–550, Apr. 2009.
- [47] M. I. Lomaev, V. F. Tarasenko, A. N. Tkachev, D. V. Shitts, and S. I. Yakovlenko, "Formation of coniformmicrodischarges in KrCl and XeCl excimer lamps," *Tech. Phys.*, vol. 49, no. 6, pp. 790–794, Jun. 2004.
- [48] J. Xu, Y. Guo, L. Xia, and J. Zhang, "Discharge transitions between glow-like and filamentary in a xenon/chlorine-filled barrier discharge lamp," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 16, no. 3, pp. 448–453, Aug. 2007.
- [49] R.Bussiahn, E. Kindel, and A. Pipa, "Characterization of a miniaturized dielectric barrier discharge as source of pulsed XeCl excimer radiation at 308 nm," *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 50, no. 2, pp. 182–192, 2010.
- [50] X. Zhuang, Q. Han, H. Zhang, X. Feng, M. Roth, O. Rosier, S. Zhu, and S. Zhang, "The efficiency of coaxial KrCl* excilamps," *J. Phys. D, Appl.Phys.*, vol. 43, no. 20, p. 205 202, May 2010.

- [51] S. V. Avtaeva and E. B. Kulumbaev, "Effect of the scheme of plasmachemical processes on the calculated characteristics of a barrier discharge in Xenon," *Plasma Phys. Rep.* 34, No. 6, 452–470 (2008).
- [52] D. Lo, C. Shangguan, I. V. Kochetov, and A. P. Napartovich, "Experimental and numerical studies on Xe₂ VUV emission in fast electric discharge afterglow," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38, No. 18, 3430–3437 (2005).
- [53] S. V. Avtaeva and A. V. Skorniyakov, "Calculation of the characteristics of xenon excilamps using a one-dimensional hydrodynamic model," *Russ. Phys. J.* 53, No. 3, 257–262 (2010).
- [54] Jing-zhou X, Wei L, Rong-qing L and Zhao-xing R 2001 *Plasma Sci. Technol.* **3** 1027
- [55] M. Salvermoser and D. E. Murnick, "Efficient, stable, corona discharge 172 nm xenon excimer light source," *J. Appl. Phys.* 94, No. 6, 3722–3731 (2003).
- [56] M. Salvermoser and D. E. Murnick, "High-efficiency, high-power, stable 172 nm xenon excimer light source," *Appl. Phys. Lett.* 83, No. 10, 1932–1934 (2003).
- [57] Belasri A, Boeuf J P and Pitchford L C 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 1553.
- [58] Belasri A, Bendella S and Baba-Hamed T 2008 *Phys. Plasmas* **15** 053502
- [59] Gear C W 1971 *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Englewood Cliffs, NJ:Prentice-Hall).
- [60] Meunier J, Belenguer P and Boeuf J P 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 731
- [61] Ouyang J, He F, Miao J, Wang J and Hu W 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 043303
- [62] Callegari T 2000 Modélisation et Diagnostics de Décharges à Barrières Diélectriques pour Ecran à Plasma *PhD Thesis* University Paul Sabatier of Toulouse, France.
- [63] BOLSIG+, KINEMA Software, [On-line]: <http://www.siglo-kinema.com>
- [64] Beaudette T 2009 Caractérisation et Optimisation de Lampes Planes sans mercure: Décharges à Barrières Diélectriques et Luminophores *PhD Thesis* University Paul Sabatier of Toulouse, France.
- [65] A. Belasri, "Modélisation dimensionnelle d'un laser XeCl ; "Contribution à l'étude des instabilités", Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse III, (1993).
- [66] BeleznaiSz, Mihajlik G, Agod A, Maros I, Juhász R, NémethZs, Jakab L and Richter P 2006 *J. Phys. D:Appl.Phys.* **39** 3777.
- [67] Hirech A 1997 Diagnostics et Modélisation d'une Cellule de Panneau à Plasma Couleur *PhD Thesis* University Paul Sabatier of Toulouse, France.
- [68] Guivan N N, Jančca J, Brablec A, Stáhel P, Slavíček P and Shimon L L 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 3188.

Chapitre IV

Formation et développement du streamer dans une décharge à barrières diélectriques de mélange Ne/Xe.

Dans ce chapitre, nous allons présenter une étude sur la formation et la propagation du streamer lors d'une impulsion dans une cellule à plasma avec des barrières diélectriques contenant un mélange gazeux Ne / Xe. Cette étude est basée sur un modèle monodimensionnel longitudinal de la décharge à barrières diélectriques. Dans ce modèle, nous allons montrer la possibilité du développement de streamer dans la gaine cathodique et sa propagation lors de l'étape de formation du plasma. Le modèle prédit les variations spatio-temporelles de la vitesse de propagation, du champ électrique et de la densité de particules chargées à la tête du streamer.

IV.1 Introduction

Le fonctionnement des lampes à excimères, qui sont des sources de lumière UV efficaces, nécessite une création de décharge électrique entre deux diélectriques nommés décharges à barrières diélectriques (DBD) à haute pression. Les DBD sont fréquemment utilisées et ont un grand nombre d'applications dans les laboratoires et dans les processus industriels, tels que la génération d'ozone (voir références de [1] à [5]), traitement de surface [6], dépollution [7], lasers à excimère [8], lampes à excimère (voir références de [9] à [13]) et les panneaux d'affichage à plasma. (voir références de [14] à [16]). Cependant, ces rejets sont assez difficiles à contrôler en raison de ses mécanismes internes. Ils deviennent instables avec le temps pour enfin apparaître sous forme de filaments. Finalement, une décharge initialement homogène sera transformée en un arc occupant l'espace inter-électrodes. Les conditions de fonctionnement des DBD conduisent à des instabilités affectant le rendement de la lampe, et leur élimination pour maintenir une décharge uniforme est considérée comme un grand défi pour les chercheurs. Ces instabilités sont dues à l'évolution des conduisant à un arc électrique lors de la formation du plasma. Une fois le plasma formé, un chauffage local ou des instabilités cinétiques chimiques peuvent être produits et conduisant à la filamentation du plasma. Plusieurs travaux ont été effectués sur les instabilités dans DBD, mais seulement pour les lasers à excimère dans différents mélanges de gaz (ArF, KrF, KrCl, XeCl et XeBr). En contrepartie, quelques ouvrages de la littérature scientifique traitent des instabilités dans les DBD pour lampe à excimère. La préionisation par différentes sources est couramment utilisée pour éviter l'arc électrique. Les conditions de la densité de préionisation minimale nécessaire pour obtenir une décharge homogène à haute pression ont été recherchées par plusieurs auteurs (voir références de [17] à [19]). Ces conditions garantissent que les différentes avalanches sont générées par chaque collision d'électrons avant d'atteindre la taille critique pour la transition avalanche-streamer. Un travail expérimental a été réalisé par Mathew et al. [20] concernant l'effet de la préionisation dans le laser excimère F₂. Ils ont remarqué qu'une densité d'électrons de préionisation d'environ 10⁷ cm⁻³ est suffisante pour amorcer une décharge homogène sans streamer. Un autre travail des mêmes auteurs [21] a prouvé que l'ajout d'un pourcentage de Xe au mélange gazeux à base de F₂ prolongera la phase de décharge homogène. Cernak et al. [22] ont utilisé un modèle bidimensionnel de la décharge haute pression pour simuler la région de la cathode. Les résultats obtenus indiquent que l'émission inhomogène dans la gaine cathodique peut induire à une instabilité. Casper et al. [23] ont observé expérimentalement que les mélanges Kr / HCl / Ne révèlent des décharges

spatialement très homogènes avec un dépôt de puissance de plus de 500 kW cm^{-3} . Chirokov et al. [24] ont développé un modèle de fluide unidimensionnel basé sur l'approximation du champ local pour étudier l'instabilité de la décharge de jet de plasma à pression atmosphérique. Les résultats de leurs travaux de modélisation ont confirmé que le développement de l'instabilité se produit par rupture de la gaine, c'est-à-dire en mode arc de transition α - γ . Akashi et al. [25] ont simulé le développement de streamer dans une lampe DBD en utilisant un modèle fluide bidimensionnel. Ils ont exploré les distributions spatiales de la densité électronique, du champ électrique et de la densité des excimère pour montrer la dynamique de streamer. À l'aide d'un modèle bidimensionnel, Bychkov et al. [26] ont simulé une décharge volumique localement non homogène à la cathode dans un mélange gazeux Ne / Xe / HCl. Ils ont prouvé que pendant la période de décharge, un changement majeur se produit dans les processus: ionisation directe, recombinaison électron-ion et liaison électronique aux molécules de HCl. La modélisation du comportement du claquage dans le plasma d'Argon radiofréquence réalisée avec un modèle amélioré, l'émission secondaire a été étudiée par Radmilovic'-Radjenovic' et Lee [27]. Ce travail indique la dépendance de la tension de claquage sur la pression du gaz et la fréquence des décharges d'Argon à haute fréquence. Le processus d'avalanche dans une lampe idéale a été étudié par Moss et al. [28]. Dans cette étude, ils ont constaté que les temps de claquage diminuaient avec de petits pourcentages de mélanges de Xe dans Ar (5 à 15%). Fridman et al. [29] ont réalisé une étude basée sur les quatre variétés les plus importantes et les plus utilisées de décharges non thermiques: effet corona, barrière diélectrique, arc glissant et décharge par étincelle. Ils ont discuté des principaux acteurs de la panne électrique des gaz: les avalanches et les streamers. À partir de l'analyse susmentionnée, le présent travail porte sur l'étude des conditions de formation des streamers dans une décharge à barrières diélectriques (DBD) Ne / Xe. L'accent est mis sur un aspect des problèmes d'uniformité et de stabilité de la décharge, qui concerne le développement des streamers pendant la phase de formation du plasma. Nous avons utilisé un modèle fluide unidimensionnel (1D) afin de comprendre plus en profondeur la formation du streamer dans la gaine cathodique et sa propagation lors de l'étape de formation du plasma. Ce modèle donne les variations spatio-temporelles des densités des électrons et des ions, la vitesse et le champ électrique du plasma en présence des streamers (voir références de [9] à [11]).

IV.2 Description du Modèle

Le modèle adopté est constitué d'un modèle monodimensionnel de la région cathodique couplé à un modèle zéro-dimensionnel du plasma. Il peut donc fournir les variations du courant et de la tension du circuit et les variations temporelles des densités de particules chargées et d'espèces excitées dans le plasma [8] [9]. Dans ce modèle, la longueur d'intervalle d est considérée comme égale à $d_{cr} + d_{pl}$, où d_{cr} est la longueur de la gaine cathodique limitée par la cathode et le plasma et d_{pl} est la longueur du plasma (voir Figure 1). La longueur de la région cathodique décrite avec le modèle unidimensionnel est généralement $d_{cr}=0.3\text{cm}$.

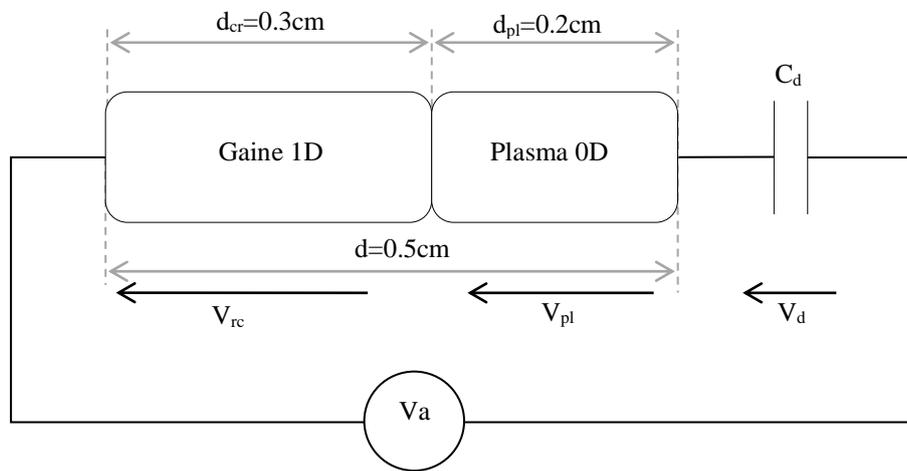


Figure IV.1 : Schéma du circuit électrique équivalent à la décharge

La région cathodique est décrite par le modèle fluide unidimensionnel. Les électrons et les ions sont décrits par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = S_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p v_p}{\partial x} = S_p \quad (2)$$

Où n_e et n_p sont les densités des électrons et des ions respectivement, S_e et S_p sont les termes source de ces particules, v_e et v_p sont leurs vitesses de dérive. Ces équations représentent la conservation de la charge. Les termes sources des équations de continuité S_e et S_p rendent compte des créations et des pertes des particules chargées avec les molécules du gaz.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\vec{\nabla} \varepsilon_r E = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e) \quad (3)$$

Où E est le champ électrique. e est la charge électronique, et ε_0 est la permittivité du vide. Les équations de transport simplifiées du transfert d'impulsion des particules chargées sont les suivantes:

$$n_e v_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial}{\partial x} (n_e D_e) \quad (4)$$

$$n_p v_p = n_p \mu_p E - \frac{\partial}{\partial x} (n_p D_p) \quad (5)$$

Où μ et D sont la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce (électron ou ion). Le système des équations (1) à (5) régit la dynamique du streamer.

La tension appliquée à travers la décharge est donnée par

$$V_a = V_d + V_{pl} + V_{cr} \quad (6)$$

Où $V_{cr} = V(d_{cr})$, V_{pl} et V_d sont les tensions à travers la région cathodique, le plasma (colonne positive) et le diélectrique respectivement. Dans la région cathodique, la relation entre le courant I_{cr} et la tension V_{cr} sont décrits par l'équation (7) :

$$I_{cr} = -\varepsilon_0 \frac{A}{d_{cr}} \frac{\partial V_{cr}}{\partial t} + \frac{A}{d_{cr}} \int_0^{d_{cr}} [j_e(x) + j_p(x)] dx \quad (7)$$

Où A représente la surface de l'électrode, et $j_e(x)$ et $j_p(x)$ sont les densités de courant d'électrons et d'ions respectivement, pour une position x et un temps t donnés. Les deux densités de courant sont liées par la relation

$$j_e(x) = \gamma \cdot j_p(x) \quad (8)$$

Où γ est le coefficient d'émission secondaire (deuxième Coefficient de Townsend), décrivant le nombre d'électrons libéré de la cathode en raison de l'impact ionique. Ce coefficient peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Il est en fonction des propriétés de surface de l'électrode métallique et du diélectrique, en plus des propriétés du gaz.

Le modèle zéro dimensionnel se compose de trois parties principales: une partie de chimie du plasma, une partie de circuit et une partie de l'équation de Boltzmann. Le module de chimie du plasma est construit par des équations différentielles pour décrire l'évolution de la densité des espèces. Pour le schéma cinétique et les sections efficaces utilisées, nous considérons le mélange gazeux Ne / Xe utilisé dans les références [8] et [9]. Les coefficients de transport et les fréquences de collision électronique en fonction du champ électrique réduit (E/N), où N la densité du gaz, sont calculés et tabulés en résolvant l'équation de Boltzmann [30].

Le système d'équations décrivant la région cathodique, le diélectrique et le plasma sont résolus de la manière suivante: pour une tension V_{cr} donnée, les équations cinétiques du plasma couplées à l'équation diélectrique sont résolues avec la méthode classique GEAR [31]. En prenant I_{cr} de l'équation(7) à partir du calcul ci-dessus ($I_{cr} = I_{pl}$) au temps $(t+dt)$, où I_{pl} est le courant de plasma calculé dans la colonne positive, les équations du modèle fluide unidimensionnel sont intégrées dans l'espace $(0 < x < d_{cr})$ et le temps entre t et $(t+dt)$ [9].

IV.3 Résultats et discussions

Nous allons discuter dans cette partie les résultats obtenus du modèle décrit précédemment, en ce qui concerne la modélisation de la propagation des streamers dans les mélanges de gaz Ne / Xe. Cette étude est effectuée en utilisant une excilampe dont les différents paramètres de décharge sont donnés dans le tableau I.

IV.3.1 Conditions de calcul

Les calculs des caractéristiques de la décharge à barrière diélectrique dans le mélange Ne-Xe ont été effectués sous les conditions suivantes :

Paramètres	Valeurs
Composition du gaz Ne/Xe	Ne-90% Xe-10% et Ne-80% Xe-20%.
Tension appliquée	3, 5 et 8 kV.
Pression	400, 500, 800 et 1800 Torr.
Distance inter- électrodes	0.5 cm
Surface des électrodes	1 cm ² .
Capacité du diélectrique	0.23nF.
Densité de préionisation	10 ⁷ cm ⁻³ .
Température du gaz	300 K.
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma = 0.1, 0.2$ et 0.5 . de Ne

Tableau IV.1 : Paramètres de la lampe et conditions de fonctionnement.

IV.3.2 Développement des streamers dans les DBD

Immédiatement après l'arrivée des premiers ions sur la cathode (à l'instant $t = 38.41$ ns), nous avons tracé l'évolution spatio-temporelles de la densité électronique et du champ électrique sur la **figure IV.2**, lors de la première étape de formation de la gaine, les électrons sont dérivés dans un champ appliqué en formant une région cathodique. Le champ électrique augmente rapidement dans cette région appauvrie en électrons conduisant à une multiplication intense d'électrons. Dès que les premiers ions atteignent la cathode, les électrons secondaires créés génèrent des avalanches devant la cathode puis, lors de leur propagation vers l'anode, la densité électronique de ces avalanches (tête de streamer) augmente avec le temps, en raison de la valeur élevée du champ électrique dans la gaine. Par la suite, on remarque le début de la distorsion du champ électrique due à la densité de charge d'espace élevée (à l'instant $t = 43.09$ ns), et le plasma généré par les électrons secondaires formé lors de la phase précédente. Enfin, on peut voir un mouvement très rapide de l'interface gaine de plasma vers la cathode. Il est évident qu'une description complète de la formation du streamer n'est possible que dans le cadre d'un modèle bi ou tridimensionnel. Cependant, une estimation de la densité des électrons émise par la cathode montre que dans les conditions du modèle, les avalanches initiées par les électrons émis par la cathode ne se recouvrent pas avant que la multiplication dans ces avalanches atteint la valeur critique de 10^8 (c'est à dire avant que ces avalanches se transforment en un plasma dont le front se propage vers l'anode).

Dans les figures citées au-dessous nous allons présenter une étude détaillée des paramètres suivants : la vitesse, la densité électronique et la distance d'expansion du streamer pour les mêmes conditions de calculs effectués précédemment.

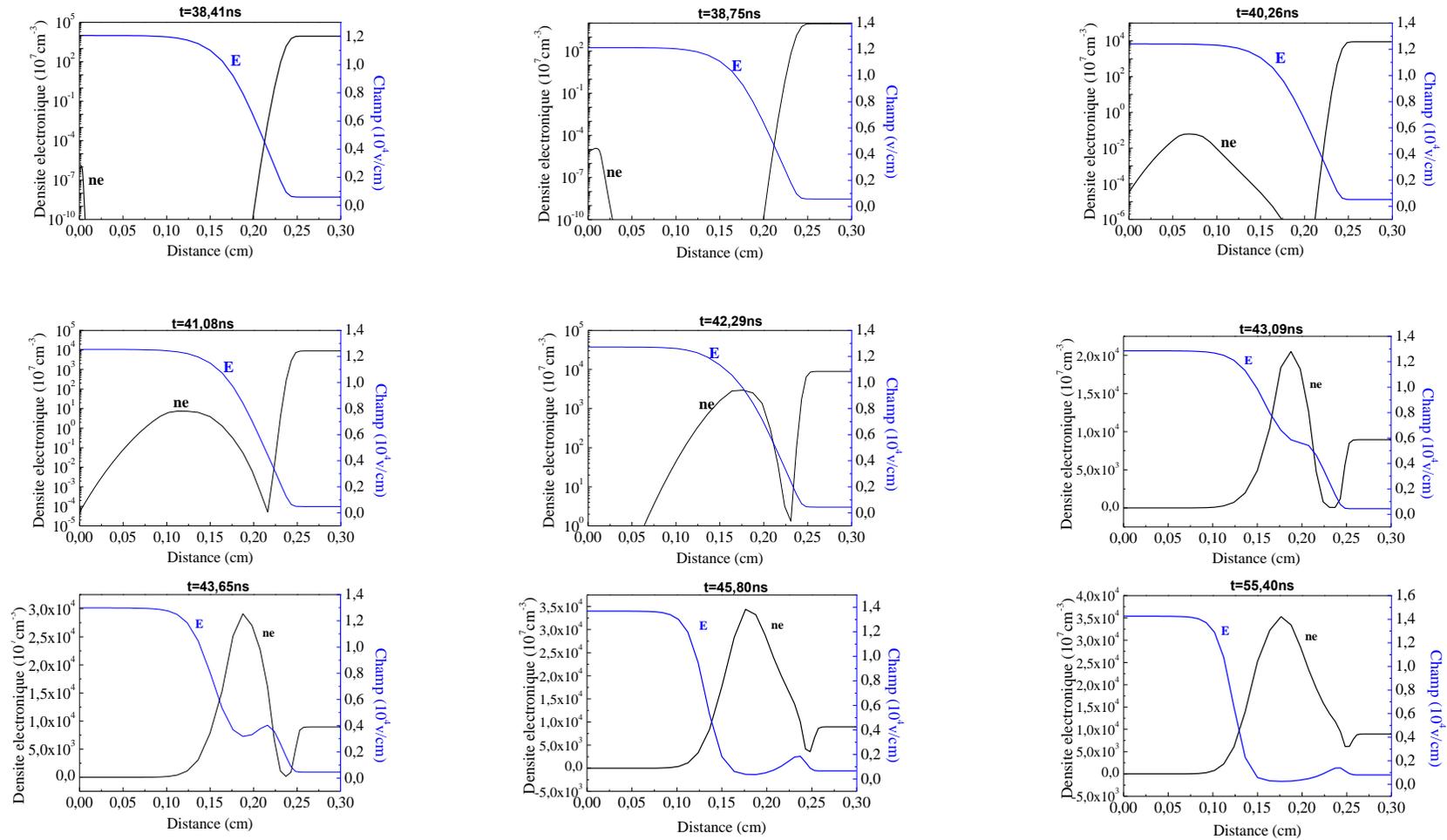


Figure IV. 2: Evolution axiale du champ électrique et la densité électronique du streamer

dans la région cathodique à différents instants pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) V=3kv, P=400 torr, $\gamma = 0.1$.

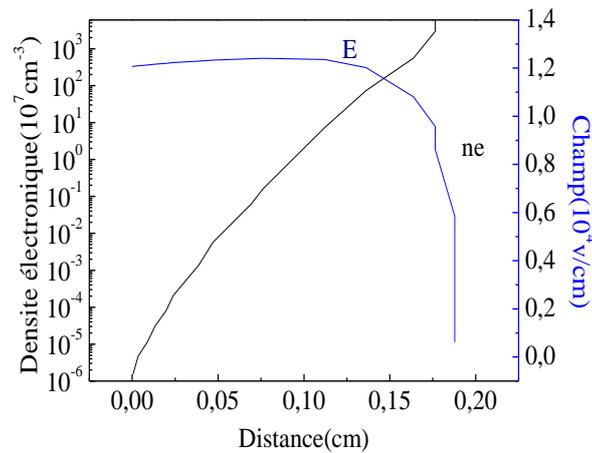


Figure IV.3: Evolution axiale de la tête de streamer de la densité électronique et le champ électrique.

Sur la figure IV.3, nous avons affiché l'évolution axiale de la tête de streamer de la densité électronique et du champ électrique. Nous avons remarqué que la propagation du front de plasma, générée par les avalanches de la cathode, conduit très rapidement à la formation d'un plasma de plus d'un ordre de grandeur plus grand que la densité du plasma formé lors de la phase précédente. Cependant, la densité du plasma (densité électronique) atteint des valeurs élevées, conduisant à de faible valeur du champ électrique dans ce plasma afin d'assurer la continuité du courant électrique.

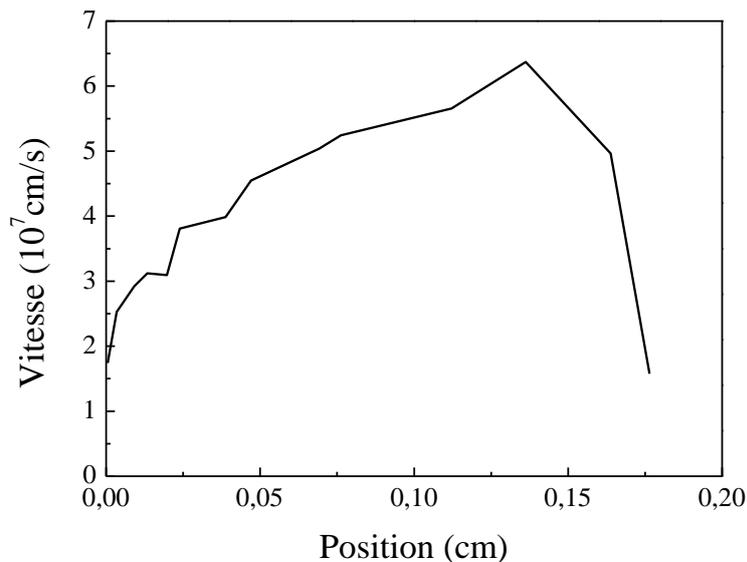


Figure IV.4 : Evolution axiale de la vitesse de la tête de streamer.

L'évolution axiale de la vitesse de la tête de streamer dans la région cathodique est indiquée sur la **figure IV.4**. Cette vitesse augmente jusqu'à la valeur maximale de $6.4 \cdot 10^7$ cm/s, suivi d'un décroissant lorsque la distorsion du champ électrique commence et le plasma généré par l'électron secondaire fusionne dans le plasma formé lors de la phase précédente.

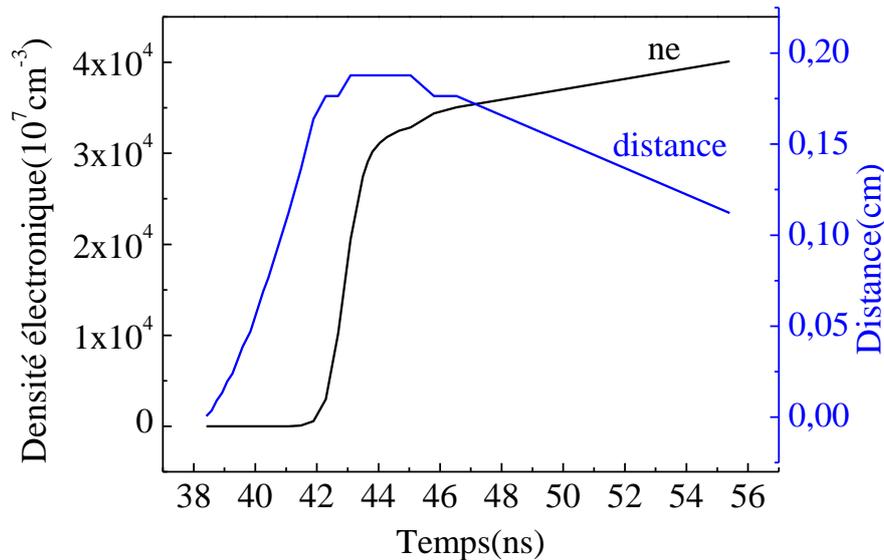


Figure IV.5 : Evolution temporelle de la densité électronique de la tête de streamer et la distance d'expansion du streamer.

Sur la figure IV.5, on a tracé l'évolution temporelle de la densité électronique au niveau de la tête de streamer et la distance d'expansion du streamer, on remarque que la densité électronique augmente rapidement jusqu'à une valeur maximale de l'ordre de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, aussi la distance d'expansion du streamer augmente rapidement jusqu'à une valeur maximale de l'ordre de 0.2 cm ceci est expliqué par l'augmentation de nombre d'électron dans l'avalanche à la tête du streamer, nous observons en suite une diminution rectiligne dans l'intervalle du temps [46 ns-56 ns].

IV.4 Etude paramétrique

Dans cette partie, nous allons présenter une étude sur la formation du streamer cathodique, dans une décharge DBD pour lampes à excimères de type Ne/Xe. Cette étude est basée sur le modèle numérique décrit précédemment. Les résultats présentés dans cette partie ont comme

objectif la mise en évidence de l'influence des paramètres de décharge (pression, tension, composition du mélange gazeux Ne/Xe, le coefficient d'émission secondaire) sur le développement des streamers dans les DBD.

IV.4.1 Effet du coefficient d'émission secondaire

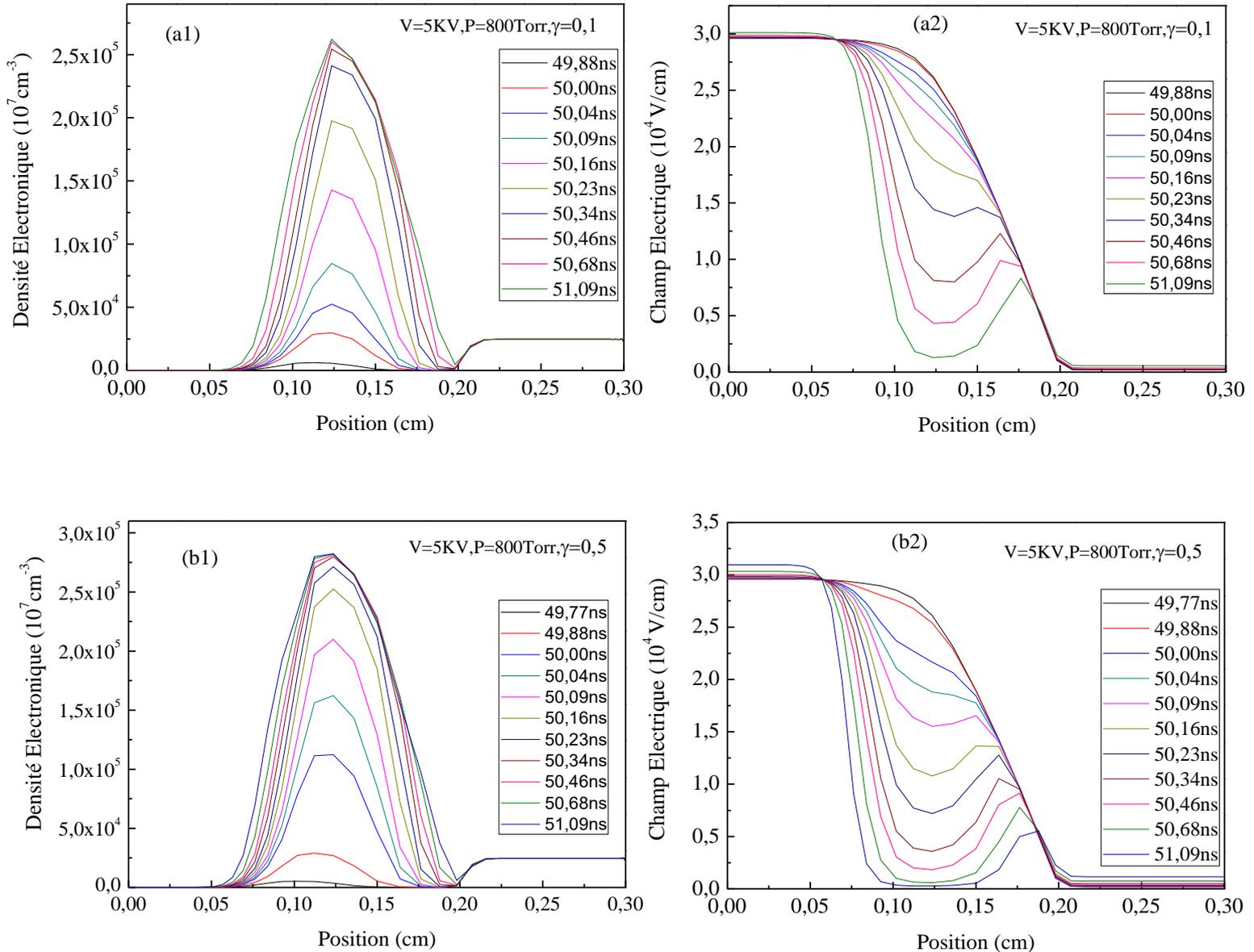


Figure IV.6 : Distributions spatiales de la densité électronique et du champ électrique dans la région cathodique à différents moments de la distorsion du champ électrique pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) $V=5\text{kV}$, $P=800 \text{ torr}$, (a) $\gamma = 0.1$ et (b) $\gamma = 0.5$.

Les distributions spatiales de la densité électronique et du champ électrique à différents moments et pendant la distorsion du champ électrique sont affichées sur les figure IV.6 (a) et IV.6 (b), pour deux valeurs de coefficient d'émission secondaire 0.1 et 0.5. Ces valeurs ont été supposées pour les ions de Néon et prise des références [9] [32] [33]. Il est important de noter que dans la configuration DBD pour les panneaux d'affichage ou les lampes, une couche d'oxyde de Magnésium (MgO) à coefficient d'émission d'électrons secondaires élevé est déposée sur la surface diélectrique au-dessus des électrodes. L'utilisation de revêtements de protection MgO en combinaison avec le Néon (gaz tampon) réduit la tension de claquage. Notons également que la valeur du coefficient d'émission secondaire dû aux ions de Xénon est environ dix fois inférieure à celle des ions de Néon [9]. Le mélange gazeux considéré est Ne / Xe (90%, 10%) à une pression de 800 Torr. Ces figures illustrent clairement et quantitativement comment la haute pression et les grandes valeurs du coefficient d'émission secondaire ont tendance à aggraver la distorsion du champ électrique pour augmenter la densité électronique de l'onde d'ionisation (tête de streamer) dans la gaine.

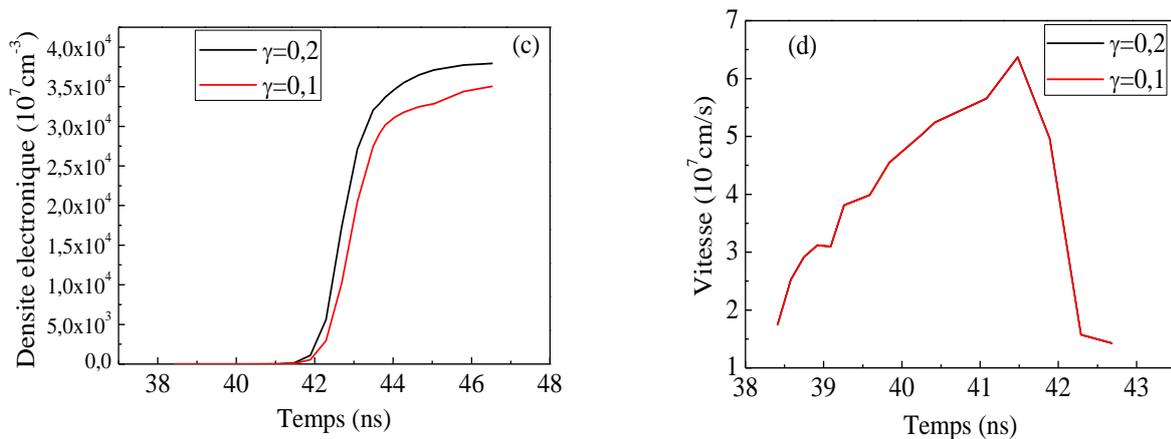


Figure IV.7 : Effet du coefficient d'émission secondaire sur la densité électronique (d) et la vitesse du streamer(b) pour les conditions Ne/Xe (90%,10%) V=3kv, P=400 torr, $\gamma = 0.1$ et $\gamma =0.2$.

Sur la figure IV.7, les variations temporelles de la densité électronique de la tête de streamer et la vitesse de streamer sont tracées pour deux valeurs de coefficient d'émission secondaire 0.1 et 0.2. A partir de ces courbes et dans les conditions considérées, on note que la densité électronique est légèrement influencée par le coefficient d'émission secondaire (voir Figure. IV.7 (c)). De plus, et la variation du coefficient d'émission secondaire n'affecte pas la vitesse de streamer (voir figure. IV.7 (d)).

IV.4.2 Effet de la concentration de mélange gazeux Ne-Xe

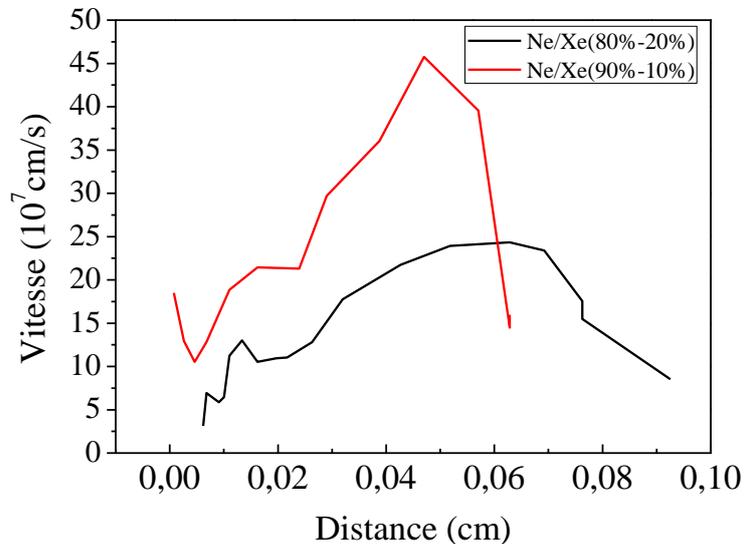


Figure IV.8 : Effets de la composition du mélange gazeux Ne/Xe sur la vitesse du streamer pour les conditions $V=8\text{kV}$, $P=800\text{ torr}$, $\gamma = 0.1$.

La **figure IV.8** présente la variation de la vitesse du streamer par rapport à la position pour une tension appliquée $V_a = 8\text{ kV}$, le coefficient d'émission secondaire $\gamma=0.1$ et une pression de gaz $P= 800\text{ Torr}$, et dans le cas de deux compositions de mélanges gazeux Ne / Xe (90%, 10%) et (80%, 20%). Nous observons que cette variation est plus grande pour la plus faible concentration en Xénon (10%). Pour cette concentration la vitesse de streamer atteint une valeur typique d'environ $4.5 \times 10^8\text{ cm/s}$. D'autre part et pour la composition du gaz Ne (80%) / Xe (20%), cette vitesse ne dépasse pas la valeur de $2.4 \times 10^8\text{ cm/s}$.

IV.4.3 Effet de la pression et de la tension

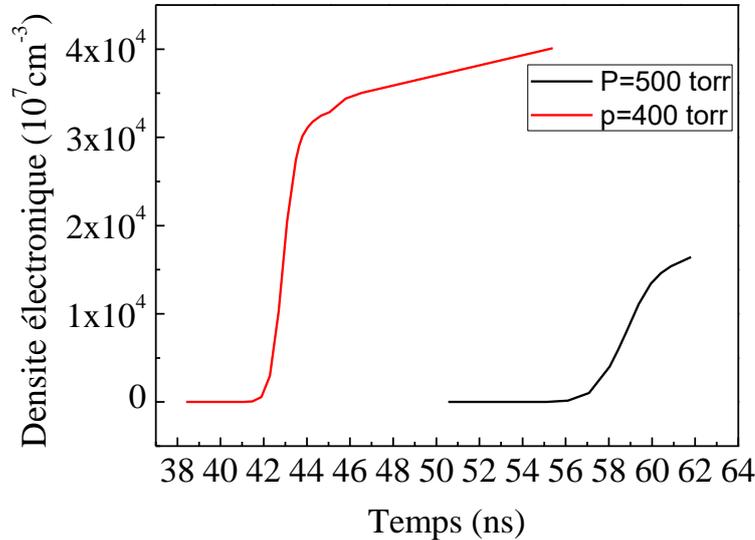


Figure IV.9 : Effet de la pression sur la densité électronique du streamer.

Nous avons tracé sur la figure IV.9, les variations temporelles de la densité électronique de la tête de streamer pour deux pressions de gaz 400 et 500 torrs. On peut constater que pour une pression de 400 Torr, la densité électronique de la tête du streamer commence à augmenter rapidement à partir de l'instant $t=41.9 \text{ ns}$ jusqu'à une valeur maximale égale à $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour $t = 55.4 \text{ ns}$. Ceci est expliqué par l'augmentation de nombre d'électrons dans l'avalanche. La répulsion électronique joue un rôle important dans l'expansion de l'avalanche, et même pour une pression plus grande ($P=500 \text{ torr}$), cette densité électronique augmente lorsque le temps varie de 58 à 62 ns. Notez que la densité électronique maximale à $P= 400 \text{ torr}$ est environ 3 fois supérieure à celle à $P=500 \text{ torr}$.

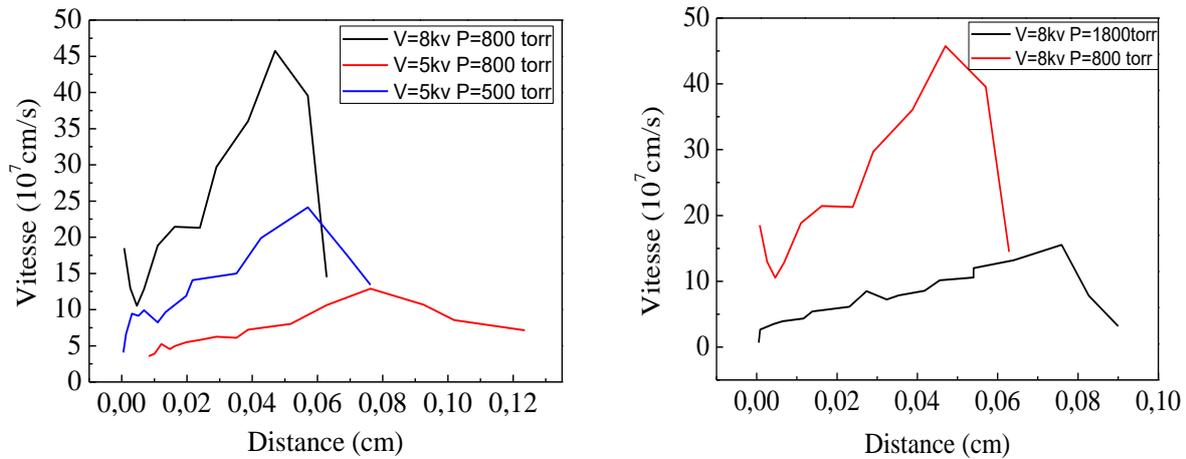


Figure IV.10 : Effet de la tension appliquée et de la pression du gaz sur la vitesse de propagation du streamer.

Sur les Figures IV.10 on a présenté les variations de la vitesse de propagation de la tête de streamer en fonction de la position pour ces trois pressions: 500, 800 et 1800 Torr, et deux tensions appliquées 5 et 8 kV. Le coefficient d'émission secondaire est $\gamma=0.1$. Il est évident que la vitesse de la tête de streamer augmente avec la tension appliquée. En ce qui concerne la pression, la vitesse de la tête de streamer atteint une valeur maximal d'environ 4.6×10^8 cm/s à une position de 0.05 cm de la tête et pour P= 800 torrs. Cette vitesse diminue de 1.6 à 10^8 cm/s à une position de la tête de 0.08 cm et lorsque la pression du gaz devient 1800 torr.

Chapitre IV : Formation et développement du streamer dans une décharge à barrières diélectriques de mélange Ne/Xe.

Pour résumer l'ensemble des résultats indiqués précédemment sur les figures, nous indiquons dans le Tableau IV.2 les valeurs du temps de propagation de streamer en fonction de la tension appliquée et la pression du gaz, le coefficient d'émission secondaire et de la concentration du mélange gazeux Ne / Xe. On voit que le temps de propagation de la tête de streamer augmente avec la pression du gaz et le pourcentage de Xénon La plage de variation considérée du coefficient d'émission secondaire n'affecte pas le temps de propagation du streamer.

Le changement de la concentration du mélange (Ne/Xe) de (90%-10%) à (80%-20%) favorise l'augmentation du temps de propagation de streamer de 0.29 ns à 0.54 ns.

IV.4.4 Calculs du temps de propagation

Tension (kv)	Pression (torrs)	Coefficient secondaire (γ)	Concentration (Ne-Xe)	T ₁ (ns) Temps de départ	T ₂ (ns) Temps d'arrivé	Temps de propagation (T ₂ -T ₁) (ns)
3	400	0.1	90%-10%	38.41	43.09	4.68
3	500	0.1	90%-10%	50.59	58.04	7.45
3	400	0.2	90%-10%	38.41	43.09	4.68
5	500	0.1	90%-10%	25.54	26.20	0.66
5	800	0.1	90%-10%	48.52	50	1.48
8	800	0.1	90%-10%	24.34	24.63	0.29
8	1800	0.1	90%-10%	65.39	66.63	1.24
8	800	0.1	80%-20%	35.10	35.64	0.54

Tableau IV.2 : Calculs des temps de propagation du streamer pour différentes tensions, pressions, coefficients d'émission secondaire et compositions des mélanges de gaz appliqués.

IV.5 Conclusion

Les décharges du type streamer ont des domaines d'applications extrêmement variées. Dans ce sens, notre travail a été consacré à l'étude du streamer dans une décharge à barrières diélectriques (DBD) pour une lampe à excimères dans le mélange gazeux Ne/Xe. Cette étude a pu être réalisée en utilisant un modèle fluide auto-cohérent de la décharge (DBD) impulsif. Ce travail a été effectué en utilisant une configuration électrique représentée par une résistance en série avec une capacité alimentée par une tension de 3 kV à une pression de 400 torrs. Nous avons remarqué que la propagation du streamer se fait avec une vitesse supérieure à celle des électrons 10^7 cm/s et que la densité électronique augmente rapidement pour atteindre un maximum de $4 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ tandis que la durée de la formation et la propagation de streamer est d'environ de 5 ns.

Nous pouvons résumer ce travail dans les points suivants:

- Une forte distorsion du champ électrique est due à une forte croissance de la densité du streamer dans la gaine durant la formation du plasma.
- Le streamer se forme et s'allonge sur une distance de 0.2 cm pendant une durée de 5 ns, avec une vitesse de l'ordre de 2 à $7 \cdot 10^7$ cm/s avec une densité de l'ordre $3 \cdot 10^{12}$ cm⁻³.
- L'étude paramétrique montre que le temps de propagation de streamer augmente avec la pression du gaz et le pourcentage de Xénon. Au contraire, ce temps diminue avec l'augmentation de la tension appliquée. La plage de variation considérée du coefficient d'émission d'électrons secondaires n'affecte pas le temps de propagation de streamer.

Enfin, la formation d'une onde d'ionisation (streamer) dans le plasma peut induire de très grandes non-uniformités locales (de taille micrométrique) au bord du plasma côté cathode, ces non-uniformités pouvant alors conduire à une filamentation du plasma.

En particulier, les lampes à excimères sont l'une des applications les plus importantes des DBD. Cependant, leur efficacité sera limitée par le développement de ces instabilités, qui affectent les distributions de densité de l'excimère dans le milieu de la décharge conduisant à une diminution du rendement de l'excimère.

Références bibliographiques

- [1] U. Kogelschatz, “Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, no. 1, pp. 1-46, Mar. 2003.
- [2] B. Eliasson, M. Hirth and U. Kogelschatz, “Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges.” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.20, no. 11, pp. 1421-1437, 1987.
- [3] R. Ono and T. Oda, “Ozone production process in pulsed positive dielectric barrier discharge,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 40, no. 1, pp. 176–182, Jan. 2007.
- [4] Yukiharu Nomoto, Toshikazu Ohkubo, Seiji Kanazawa, and Takayoshi Adachi, “Improvement of ozone yield by a silent-surface hybrid discharge ozonizer,” *IEEE Trans on industry applications.*, vol. 31, no. 6, pp. 1458 – 1462, Nov/ Dec. 1995.
- [5] A. Yehiaa, “Calculation of ozone generation by positive dc corona discharge in coaxial wire-cylinder reactors,” *J. Appl. Phys.*, vol.101, no. 2, (pp. 5) 023306, Jan. 2007.
- [6] H. U. Lee, Y. S. Jeonga, K. N. Koha, S. Y. Jeonga, H. G. Kimb, J. S. Bae and C. R. Choa, “Contribution of power on cell adhesion using atmospheric dielectric barrier discharge (DBD) plasma system,” *Current Applied Physics.*, Vol. 9, no. 1, pp. 219-223, Jan. 2009.
- [7] J. Amouroux, D. Morvan, S. Cavadias, Ph. Adam, M. F. Gonnord, K. Coulibaly, A. Vincent, S. Morel, F. Daou, S. Ognier, P. Rousseau and L. Martin, “Pollution Control and Depollution Processes by Plasma Techniques,” *Tech. Phys.*, vol. 50, Issue 5, pp. 603-612, May. 2005.
- [8] A. Belasri, J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, “Cathode sheath formation in a discharge-sustained XeCl laser,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 74, no. 3, pp. 1553-1567, Aug. 1993.
- [9] A. Belasri , K. Khodja , S. Bendella and Z. Harrache, “One-dimensional modelling of DBDs in Ne–Xe mixtures for excimer lamps,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, (pp. 10) 445202, Oct. 2010.
- [10] K. Khodja and A. Belasri, “Sheath formation study in Ne–Xe DBD discharge,” *Radiation Effects & Defects in Solids.*, vol. 167, no. 10, pp. 734–742, Oct. 2012.

- [11] K. Khodja, H. Sisabeur and A. Belasri, “One-dimensional modeling of a dielectric barrier discharge in NeXe mixtures, application to excimer lamps,” *Advanced Materials Research*, Vol. 227, pp. 101-104, Apr. 2011.
- [12] A. Oda, Y. Sakai, H. Akashi and H. Sugawara, “One-dimensional modelling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 32, no. 21, pp. 2726–2736, Nov. 1999.
- [13] A. Oda, H. Sugawara, Y. Sakai and H. Akashi, “Estimation of the light output power and efficiency of Xe barrier discharge excimer lamps using a one-dimensional fluid model for various voltage waveforms,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 33, no. 12, pp. 1507-1513, Jun. 2000.
- [14] J. Meunier, Ph. Belenguer and J. P. Boeuf, “Numerical model of an ac plasma display panel cell in neon-xenon mixtures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 2, pp. 731-745, Jul. 1995.
- [15] H. J. Lee, H. C. Kim, S. S. Yang and J. K. Lee, “Two-dimensional self-consistent radiation transport model for plasma display panels,” *Phys. Plasmas*, vol. 9, no. 6, pp. 2822-2830, Jun. 2002.
- [16] D. Hayashi, G. Heusler, G. Hagelaar and G. Kroesen, “Discharge efficiency in high-Xe-content plasma display panels,” *J. App. Phys.*, vol. 95, no. 4, pp. 1656-1611, Feb. 2004.
- [17] A. J. Palmer, “A physical model on the initiation of atmospheric pressure glow discharges,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 138-140, 1974.
- [18] J. I. Levatter and S. C. Lin, “Necessary conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressures,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 51, no. 1, pp. 210-222, 1980.
- [19] S. Bollanti, T. Letardi and C. Zheng, “Effect of preionization on uniformity of photo-triggered XeCl laser discharges: modeling and comparison with experimental results,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 2, pp. 361-368, Apr. 1991.
- [20] D. Mathew, H. M. J. Bastiaens, K. J. Boller and P. J. M. Peters, “Effect of preionization, fluorine concentration, and current density on the discharge uniformity in F2 excimer laser gas mixtures,” *J. Appl. Phys.*, Vol.102, no. 3, (pp. 11) 033305, Aug. 2007.

- [21] D. Mathew, P. J. M. Peters, H. M. J. Bastiaens and K. J. Boller, “Temporal extension of stable glow discharges in fluorine-based excimer laser gas mixtures by the addition of xenon,” *Appl. Phys. B: Lasers and Optics.*, vol. 95, no. 1, pp. 155-159, Mar. 2009.
- [22] M. Cernak, D. Bessieres and J. Paillol, “Positive streamer formation in cathode region of pulsed high-pressure discharges for transversely excited atmosphere laser applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 5, (pp. 9) 053303, Sep. 2011.
- [23] L. C. Casper, H. M. J. Bastiaens, P. J. M. Peters, K. J. Boller and R. M. Hofstra, “A compact three-electrode discharge system for long-pulse KrCl excimer lasers,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 17, no. 1, (pp.5) 015009, Feb. 2008.
- [24] A. Chirokov, S. N. Khot, S. P. Gangoli, A. Fridman, P. Henderson, A. F. Gutsol and A. Dolgopolsky, “Numerical and experimental investigation of the stability of radio-frequency (RF) discharges at atmospheric pressure,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, no.2, (pp.10) 025025, Mar. 2009.
- [25] H. Akashi, A. Oda, and Y. Sakai, “Development of Streamers in Dielectric-Barrier-Discharge Excimer Lamp,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 36, no. 4, pp. 1336- 1337, Aug. 2008.
- [26] Yu. I. Bychkov, S. A. Yampolskaya, and A. G. Yastremskii ‘two-dimensional simulation of a volume discharge locally inhomogeneous at the cathode in a NE/XE/HCL gas mixture’ *Russian Physics Journal*, Vol. 55, No. 5, October, 2012 (Russian Original No. 5, May, 2012).
- [27] M Radmilovi´c-Radjenovi´c, J K Lee, F Iza and G Y ‘Modeling of breakdown behavior in radio-frequency argon discharges with improved secondary emission model’ *physics of plasmas* **12**, 063501 s2005.
- [28] Richard S Moss¹, J Gary Eden² and Mark J Kushner^{2,3} ‘avalanche processes in an idealized lamp: i. measurements of formative breakdown time’ *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2502–2509(2004).
- [29] A Fridman, A Chirokov and A Gutsol ‘Non-thermal atmospheric pressure discharges’ *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R1–R24(2005).
- [30] See <http://www.siglo-kinema.com> for BOLSIGp, KINEMA Software, P.O. Box 1147, 236 N. Washington St., Monument, CO 80132 USA.

- [31] C. W. Gear, Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- [32] Auday, P. Guillot, and J. Galy, Secondary emission of dielectrics used in plasma display panels *J. Appl. Phys.* 88, 4871 (2000).
- [33] J. Y. Lim, J. S. Oh, B. Ko, J. W. Cho, S. O. Kang, G. Cho, H. S. Uhm, and E. H. Choi, *J. Appl. Phys.* 94, 764 (2003).

Conclusion Générale

Conclusion générale

Le sujet de cette thèse fait l'objet d'une investigation expérimentale et théorique d'un plasma hors équilibre thermodynamique créé par décharge à barrière diélectrique impulsionnelle dans les gaz rares. Dans ce travail nous nous intéressons plus particulièrement aux propriétés électrique et cinétique de la décharge à barrière diélectrique, contribution à l'optimisation de l'efficacité d'une source UV

Dans la partie expérimentale nous avons analysé les propriétés électriques et optiques d'une lampe plane à décharge à barrières diélectriques contenant un mélange gazeux Ne/Xe 50% à défirrent pressionsous-alimentation sinusoïdale et impulsionnelle. Cette investigation expérimentale a montré l'influence des conditions de fonctionnement électrique et la forme d'onde de l'impulsion d'excitation sur l'évolution des filaments et le spectre de l'émission optique de la lampe. Les résultats de cette partie illustrent que l'excitation impulsionnelle donne une meilleure efficacité et permet d'utiliser des tensions RMS plus faibles qu'en sinusoïdal, et que l'efficacité augmente avec l'augmentation de la pression.

La partie de modélisation fait l'objet d'une étude mono-dimensionnel longitudinal de la décharge DBD. Le modèle est basé sur la modélisation dimensionnelle de la décharge couplée au circuit extérieure. la cinétique des particules chargées est décrite par les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann: les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement. Ce modèle, nous a permis d'analyser les caractéristiques électriques et cinétiques du réacteur plasma DBD pour la production des photons UV, ainsi que la formation et la propagation du streamer dans les conditions de de fonctionnement du réacteur plasma DBD.

Les résultats du modèle décrit qualitativement la dynamique des micro-décharges et donnent les variations spatiotemporelles des propriétés physicochimiques plasma pendant l'impulsion de la décharge électrique; tels que le courant, le champ électrique, la tension aux bornes de la micro-décharge, la concentration d'espèces chargées et excitées et l'émission de photons VUV. Le travail de l'optimisation permis d'explorer les différents paramètres accessibles de la DBD pouvant avoir une influence sur l'efficacité UV de cette dernière.

L'étude paramétrique montre l'influence de la composition du mélange gazeux, de la pression du gaz, de la tension appliquée et l'émission d'électrons secondaires à la cathode sur l'efficacité de la génération de photons VUV dans la décharge DBD. En effet, L'augmentation

Conclusion Générale

de la tension appliquée, de la concentration de Xénon, de la pression du gaz induit la croissance de la génération de photons de longueur d'onde de 173 nm.

L'étude présentée dans cette thèse constitue aussi une contribution à l'étude de la formation d'un plasma homogène dans une DBD impulsionnelle à haute pression pour production des UV. Nous nous sommes intéressés à l'un des aspects de ces problèmes d'uniformité, qui concerne le développement des instabilités microscopiques à petite échelle (streamers) lors de la phase de formation du plasma. La formation de ces streamers est l'un des facteurs qui limite la puissance déposée dans le milieu et qui affecte le dépôt d'énergie et donc nuit l'efficacité de la source UV. Le modèle, fluide auto-cohérent de la décharge, décrit de façon détaillée le développement d'avalanches électroniques et la transition avalanche-streamer dans une DBD à haute pression. Ce modèle illustre bien les variations spatio-temporelles de la densité des particules chargées et du champ électrique du plasma.

Nous avons pu également mettre en évidence, à l'aide de ce modèle que ;

- la propagation du streamer se fait avec une vitesse supérieure à celle des électrons 10^7 cm/s et la densité électronique augmente rapidement pour atteindre un maximum de $4 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ tandis que la durée de la formation et la propagation de streamer est d'environ de 5 ns.
- Une forte distorsion du champ électrique est due à une forte croissance de la densité du streamer dans la gaine durant la formation du plasma.
- Le streamer se forme et s'allonge sur une distance de 0.2 cm pendant une durée de 5 ns, avec une vitesse de l'ordre de 2 à $7 \cdot 10^7$ cm/s avec une densité de l'ordre $3 \cdot 10^{12}$ cm⁻³.
- L'étude paramétrique montre que le temps de propagation de streamer augmente avec la pression du gaz et le pourcentage de Xénon. Au contraire, ce temps diminue avec l'augmentation de la tension appliquée. La plage de variation considérée du coefficient d'émission d'électrons secondaires n'affecte pas le temps de propagation de streamer.

Enfin, la formation d'une onde d'ionisation (streamer) dans le plasma peut induire de très grandes non-uniformités locales (de taille micrométrique) au bord du plasma côté cathode, ces non-uniformités pouvant alors conduire à une filamentation du plasma.

En particulier, les lampes à excimères sont l'une des applications les plus importantes des DBD. Cependant, leur efficacité sera limitée par le développement de ces instabilités, qui affectent les distributions de densité de l'excimère dans le milieu de la décharge conduisant à une diminution du rendement de l'excimère.

PUBLICATIONS

1. D. Amir Aid , A. Bouchachia, A. Belasri, K. khoudja, Z. harrache, "Development of dielectric barrier discharge instabilities in Ne/Xe excimer lamp", Plasma Physics and Technology, Vol. 1, N. 1, Edited by I. Ali-Blahova and V. Aubrecht, 26th Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague 6, Czech Republic, June 16-19, 2014. 26th SZPPT 2014, ISSN: 2336-2625.
2. 2-A. Bouchachia, A. Belasri, Z. Harrache, and D. Amir Aid "Investigation of the development of dielectric-barrier discharge instabilities in excimer Lamp" Physics of Plasmas 24, 113502 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.4997538> ISSN **1070-664X**.

COMMUNICATIONS

- A. A. Bouchachia, A. Bouhadba and A. belasri "étude du développement et la propagation du streamer dans une décharge DBD à Ne-Xe", 1^{er} Congrès International sur les plasmas et les Matériaux CIPM'14, Tlemcen du 15 au 17 Novembre 2014.
- B. A. Bouhadba, A. Bouchachia, and A. belasri "étude de la production de l'ozone et du traitement des molécules Nox dans le mélange N₂/O₂ par décharge pulsée", 1^{er} Congrès International sur les plasmas et les Matériaux CIPM'14, Tlemcen du 15 au 17 Novembre 2014.
- C. A. BOUCHACHIA ET A. BELASRI, "Etude Du Développement D'instabilité Dans Une Décharge DBD A Ne-Xe", journées de l'année internationale de la lumière, 2015 JAIL'2015, usto-mb oran, 15-16 avril 2015poster
- D. A. BOUHADBA, A. BOUCHACHIA et A. BELASRI "étude de la production de l'ozone et du traitement des molécules nox dans le mélange n₂/o₂ par décharge pulsée" journées de l'année internationale de la lumière, 2015 JAIL'2015, usto-mb oran, 15-16 avril 2015poster
- E. A. BOUCHACHIA, et A. BELASRI, investigation des proprietes d'un plasma hors equilibre thermodynamique cree par une decharge dbd, applications a la production des rayonnements uv. , International Conference on Renewable Energy and Energy Conversion (ICREEC'2019) University of Sciences and Technology of Oran (Algeria), 11-13 November 2019, p. 314. <http://icreec2019.wixsite.com/icreec2019> Oral

Investigation of the development of dielectric-barrier discharge instabilities in excimer lamp

A. Bouchachia, A. Belasri, Z. Harrache, and D. Amir Aid

Citation: [Physics of Plasmas](#) **24**, 113502 (2017); doi: 10.1063/1.4997538

View online: <https://doi.org/10.1063/1.4997538>

View Table of Contents: <http://aip.scitation.org/toc/php/24/11>

Published by the [American Institute of Physics](#)

Articles you may be interested in

[Numerical modeling of repetitive nanosecond discharge in air](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 100704 (2017); 10.1063/1.4997830

[Time resolved measurements of hydrogen ion energy distributions in a pulsed 2.45 GHz microwave plasma](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 113501 (2017); 10.1063/1.5001488

[Combined influence of the impurities and radial electric field on dielectric barrier discharges in atmospheric helium](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 113506 (2017); 10.1063/1.5010187

[Electrical and optical characteristics of surface plasma actuator based on a three-electrode geometry excited by nanosecond-pulse and DC sources](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 123503 (2017); 10.1063/1.4999215

[Comparison of the surface dielectric barrier discharge characteristics under different electrode gaps](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 013510 (2017); 10.1063/1.4974037

[Intensity control of individual DBD plasma filament. II. Fundamental physical mechanism](#)

[Physics of Plasmas](#) **24**, 053505 (2017); 10.1063/1.4982056



ULVAC

Leading the World with Vacuum Technology

- Vacuum Pumps
- Arc Plasma Deposition
- RGAs
- Leak Detectors
- Thermal Analysis
- Ellipsometers

Investigation of the development of dielectric-barrier discharge instabilities in excimer lamp

A. Bouchachia, A. Belasri, Z. Harrache,^{a)} and D. Amir Aid

*Laboratoire de Physique des Plasmas, des Matériaux Conducteurs, et leurs Applications (LPPMCA),
 Département de Physique Energétique, Faculté de Physique, Université des Sciences et de la Technologie
 d'Oran Mohamed Boudiaf, USTO-MB, BP 1505, El M'naouer, 31000 Oran, Algeria*

(Received 25 July 2017; accepted 16 October 2017; published online 31 October 2017)

This work represents a study of the formation and propagation of the streamer during a pulse in a plasma cell with dielectric barriers containing a Ne/Xe gas mixture. It is based on a longitudinal mono-dimensional model of the dielectric barrier discharge. In this model, we show the possibility of streamers development in the cathode sheath and its propagation during the plasma formation stage. The model gives the spatiotemporal variations of the propagation speed, the electric field, and the charged particle density of the streamer's head. *Published by AIP Publishing.*

<https://doi.org/10.1063/1.4997538>

I. INTRODUCTION

The functioning of excimer lamps, which are efficient UV light sources, requires a creation of electrical discharge between two dielectrics named dielectric-barrier discharges (DBDs) at high pressure and power in homogenous plasma mode. DBDs are used frequently and have a large number of applications in laboratories and in industrial processes, such as in ozone generation,^{1–5} surface treatment,⁶ pollution control,⁷ excimer lasers,⁸ excimer lamps,^{9–13} and plasma display panels.^{14–16} However, such discharges are rather difficult to control due to its internal mechanisms. They become unstable with time to finally appear in filaments form. Eventually, an initially homogeneous discharge will be transformed into an arc bridging the electrode gap. The functioning conditions of DBDs lead to instabilities affecting the lamp efficiency, and their elimination to maintain a uniform discharge is considered a big challenge for researchers. These instabilities are due to the streamers evolution leading to electrical arc during the plasma formation. Once the plasma is formed, local heating or chemical kinetic instabilities can be produced and conducting to the plasma filamentation.

Several works have been carried out on the instabilities in DBD, however only for excimer laser in different gas mixtures (ArF, KrF, KrCl, XeCl, and XeBr). In return, a few works of scientific literature treat the instabilities in DBD for excimer lamp. The preionization by different sources is commonly used to avoid electrical arc. The conditions of the minimum preionization density necessary to obtain homogeneous high-pressure discharge have been inquired by several authors.^{17–19} These conditions insure that the different avalanches are generated by each electron collision before they reach the critical size for avalanche-streamer transition. An experimental work has been carried out by Mathew *et al.*²⁰ concerning the effect of the preionization in F₂ excimer laser. They noticed that a preionization electron density of about 10⁷ cm⁻³ is sufficient to initiate a streamer-free homogeneous discharge. Another work by the same authors²¹ proved that

adding a percentage of Xe to the F₂-based gas mixture will extend the homogenous discharge phase. Cernak *et al.*²² used two-dimensional model of high-pressure discharge to simulate the cathode region. The obtained outcomes indicate that the inhomogeneous emission in cathode sheath can induce instability in the cathode-faced surface of the bulk discharge plasma leading to the elaboration of a cathode-directed streamer inside of the cathode region. Casper *et al.*²³ observed experimentally that Kr/HCl/Ne mixtures reveal spatially very homogeneous discharges with a power deposition of more than 500 kW cm⁻³. Chirokov *et al.*²⁴ developed one-dimensional fluid model based on the local field approximation to study the instability in atmospheric pressure plasma jet discharge. The findings of their modeling work confirmed that the instability development takes place via breakdown of sheath, that is, α - γ -transition arc mode. Akashi *et al.*²⁵ simulated the streamers development in DBD excimer lamp using a two-dimensional fluid model. They explored the spatial distributions of electron density, electric field, and excimer density to show the streamers dynamics. Using a two-dimensional model, Bychkov *et al.*²⁶ simulated a locally non-homogeneous volume discharge at the cathode in a Ne/Xe/HCl gas mixture. They proved that during the discharge period, a major change occurs in the processes: direct ionization, electron-ion recombination, and electron binding to HCl molecules. The modeling of the breakdown behavior in radio-frequency argon plasma carried out with an improved model of secondary emission has been studied by Radmilović-Radjenović and Lee.²⁷ This work indicates the dependence of breakdown voltage on gas pressure and frequency of high-frequency argon discharges. The avalanche process in an ideal lamp was studied by Moss *et al.*²⁸ In this study, they found that the breakdown times decreased with small admixtures of Xe in Ar (5 to 15%). Fridman *et al.*²⁹ performed a study based on the four most important and used varieties of non-thermal discharges: corona, dielectric barrier, gliding arc, and spark discharge. They discussed the main players in electrical breakdown of gases: avalanches and streamers.

From the above-mentioned analysis, the present work deals with the study of conditions of streamers' formation in

^{a)}Electronic mail: harrache@gmail.com

a Ne/Xe dielectric-barrier discharges (DBDs). The focus is on one aspect of discharge's uniformity and stability problems, which concerns the streamers development during the plasma formation stage. We have used a one-dimensional fluid model (1D) in order to understand more deeply the formation of the streamer in the cathode sheath and its propagation during the plasma formation stage. This model gives the spatiotemporal variations of the electron and ion densities, the velocity, and the electric field of the plasma in the presence of the streamers.^{9–11}

II. DESCRIPTION OF THE MODEL

The adopted model consists of a mono-dimensional model of the cathode region coupled with a zero-dimensional model of the plasma. It can therefore provide the variations of the circuit current and voltage and the temporal variations of the densities of charged particles and of species excited in the plasma.^{8,9} In this model, the gap length d is considered to be equal to $d_{cr} + d_{pl}$, where d_{cr} is the length of the cathode sheath limited by the cathode and the plasma and d_{pl} is the plasma length (see Fig. 1). The length of the cathode sheath region described with the one-dimensional model is typically $d_{cr} = 0.3$ cm.

The cathodic region is described by the one-dimensional fluid model (1D). The electrons and ions are described by the continuity equations

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = S_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p v_p}{\partial x} = S_p, \quad (2)$$

where n_e and n_p are, respectively, the electron and ion densities, S_e and S_p are the source terms of these particles, and v_e and v_p are their drift velocities. These equations represent the conservation of the charge. The source terms of the continuity equations S_e and S_p give the creations and losses of the charged particles interaction with the gas atoms and molecules.

The Poisson equation is written as

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon_r E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e), \quad (3)$$

where E is the electric field. e is the electronic charge, and ϵ_0 is the vacuum permittivity. The simplified transport equations of momentum transfer of the charged particles are as follows:

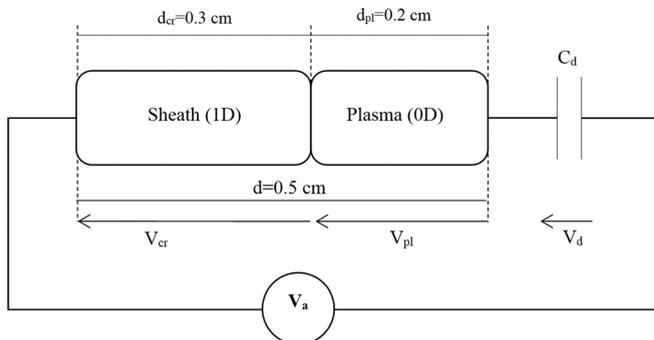


FIG. 1. Scheme of the discharge.

$$n_e v_e = n_e \mu_e E - \frac{\partial}{\partial x} (n_e D_e), \quad (4)$$

$$n_p v_p = n_p \mu_p E - \frac{\partial}{\partial x} (n_p D_p), \quad (5)$$

where μ and D are the mobility and the diffusion coefficient of the species (electron or ion). The system of Eqs. (1)–(5) governs the dynamics of streamer.

The applied voltage through the discharge is given by

$$V_a = V_{cr} + V_{pl} + V_d, \quad (6)$$

where $V_{cr} = V(d_{cr})$, V_{pl} , and V_d are the voltage across the cathode region, the plasma (positive column), and the dielectric, respectively. In the cathode region, the relation between the current I_{cr} and the voltage V_{cr} is described by the Eq. (7),

$$I_{cr} = -\epsilon_0 \frac{A}{d_{cr}} \frac{\partial V_{cr}}{\partial t} + \frac{A}{d_{cr}} \int_0^{d_{cr}} [J_e(x) + J_p(x)] dx, \quad (7)$$

where A represents the electrode area, and $J_e(x)$ and $J_p(x)$ are the electron and ion current densities, respectively, for a given position x and time t . The two current densities are related by the relation

$$J_e(x) = \gamma J_p(x), \quad (8)$$

where γ is the secondary emission coefficient (the second Townsend coefficient), describing the number of electrons released from the cathode due to ion impact. This coefficient can vary by several orders of magnitude. It is a function of the surface properties of the metal electrode and the dielectric, in addition to the gas properties.

The zero-dimensional model consists of three main parts: a plasma chemistry part, a circuit part, and a Boltzmann equation part. The plasma chemistry module constructs differential equations for the evolution of the density of species. For the kinetic scheme and the used cross-sections, we consider the Ne/Xe gas mixture used in Refs. 8 and 9. The transport coefficients and the electronic collision frequencies, depending on the reduced electric field (E/N), where N the gas density, are calculated and tabulated by solving the Boltzmann equation.³⁰

The system of equations describing the cathode region, the dielectric, and the plasma are solved with the following manner: for a given voltage V_{cr} , the plasma kinetic equations coupled with the dielectric equation are solved with the classical GEAR method.³¹ Taking I_{cr} in Eq. (7) from the above calculation ($I_{cr} = I_{pl}$) at time $(t + dt)$, where I_{pl} is the plasma current calculated in the positive column, the one-dimensional fluid equations are integrated in space ($0 < x < d_{cr}$) and time between t and $(t + dt)$.⁹

III. CONDITIONS OF CALCULATION

The calculations for the dielectric-barrier discharge characteristics in Ne/Xe gas mixture for excimer lamp were carried out under the conditions indicated in Table I. The preionization density is assumed to be zero in a region of

TABLE I. Lamp functioning conditions used in the present work.

Parameter	Value
Gas mixture content	Ne/Xe with Xe percentage 10%, 20%
Applied voltage V_a (kV)	3, 5, 8
Pressure p (Torr)	400, 500, 800, 1800
Interelectrode gap d (cm)	0.5
Electrode surface (cm^2)	1
Dielectric capacity C_d (nF)	0.23
Preionization density (cm^{-3})	10^7
Gas temperature (K)	300
Secondary emission coefficient γ	0.1, 0.2, 0.5

extension $40 \mu\text{m}$ from the cathode and equal to 10^7cm^{-3} in the rest of the discharge gap.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

We discuss in this part of paper our results obtained from the model previously described (see Sec. II) and regarding the modeling of streamer propagation in Ne/Xe gas mixture for excilamp with different discharge parameters (see Table I).

A. Development of the streamers in DBD

Immediately after the arrival of the first ions on the cathode (an instant $t = 38.41 \text{ ns}$), we plotted the space-time evolutions of the electron density and the electric field in Fig. 2.

During the first stage of the formation of the sheath, the electrons are derived in an applied field by forming a cathode region. The electric field rapidly increases in this electron-depleted region leading to an intense electron multiplication. As soon as the first ions reach the cathode, the secondary electrons created generate some avalanches in front of cathode. Then, during their propagation toward the anode the electron density of these avalanches (streamer head) increases with time, due to the high value of the electric field in the sheath. Afterwards, one notices the beginning of the distortion of the electric field due to the high space charge density (instant $t = 43.09 \text{ ns}$), and the plasma generated by the secondary electrons merges into the plasma formed during the previous phase. Finally, we can see a very rapid motion of the plasma-sheath interface towards the cathode.

It is obvious that a complete description of the formation of streamers is possible only in the framework of a two-dimensional or a three-dimensional model. However, an estimate of the electron density emitted by the cathode displays that under the conditions of the model, the avalanches initiated by the electrons emitted by the cathode do not recover before the multiplication in these avalanches reaches the critical value of 10^8 (before these avalanches turn into a plasma whose front propagates towards the anode; streamer).

In Fig. 3, we display the axial evolution of the streamer head of the electron density and the electric field. We noticed that the propagation of the plasma front, generated by avalanches from the cathode, leads very quickly to the formation

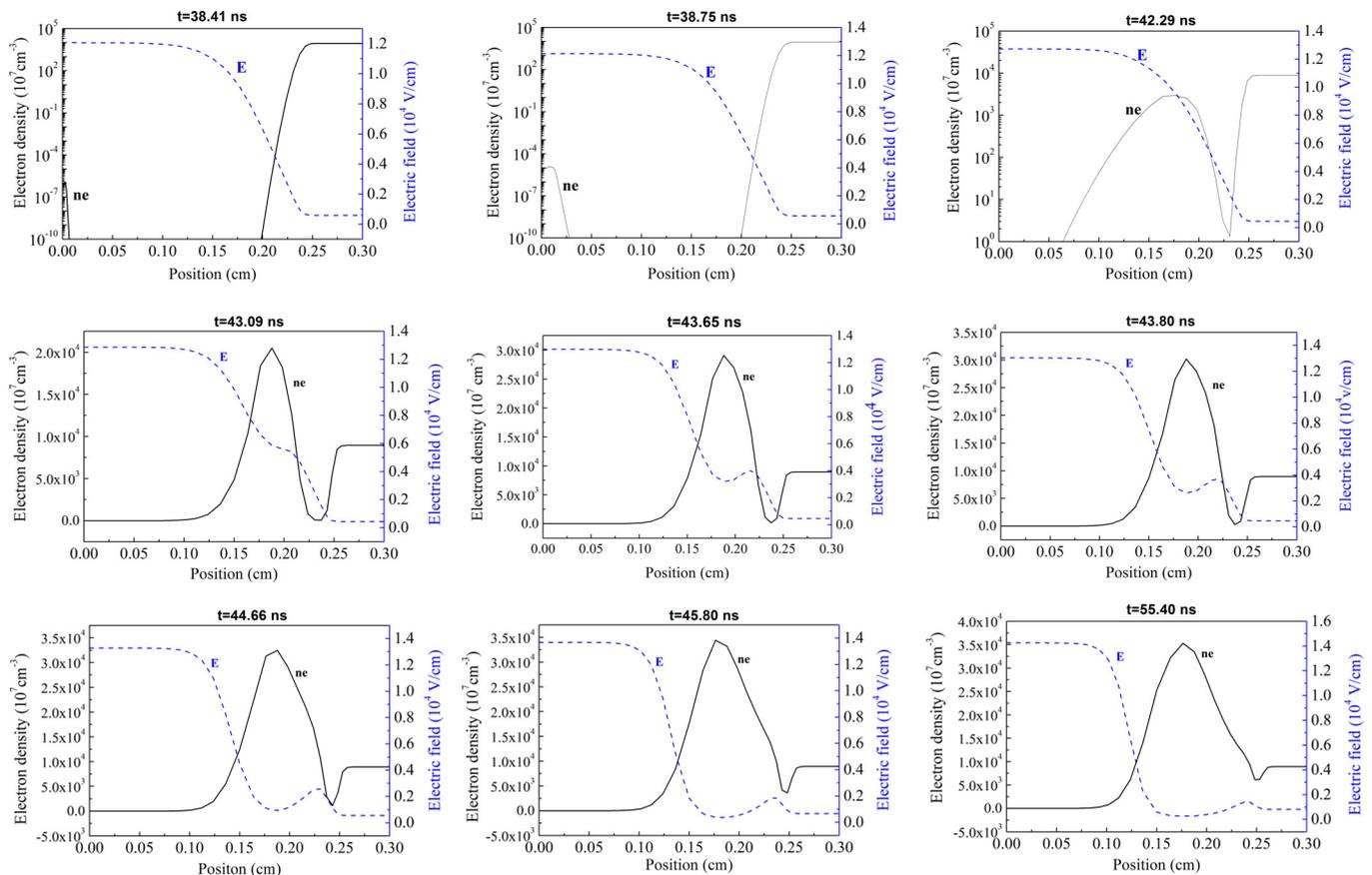


FIG. 2. Space-time evolution in the cathode region of the electron density and the electric field. Ne/Xe(90%, 10%), $V_a = 3 \text{ kV}$, $p = 400 \text{ Torr}$, $\gamma = 0.1$.

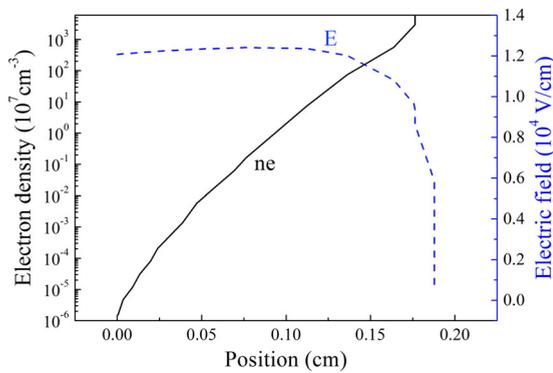


FIG. 3. Axial evolution of the electron density of the streamer head and the electric field, with the same conditions as in Fig. 2.

of a plasma more than one order of magnitude larger than the density of the plasma formed during the previous phase. However, the plasma density (electron density) reaches high values leading to low values of the electric field in this plasma in order to ensure the continuity of electric current.

The axial evolution of the velocity of the streamer head in the cathodic region is indicated in Fig. 4. This velocity increases to the peak value of 6.4×10^7 cm/s, followed by a decreasing when the distortion of the electric field begins and the plasma generated by the secondary electron merges into the plasma formed during the previous phase.

In Fig. 5, we draw the temporary variations of the electron density of the streamer head and the streamer's expansion distance. It is seen that the electron density rapidly increases to reach a maximum of 4×10^{11} cm $^{-3}$. The streamer expansion distance also increases quickly to a maximum value of the order of 0.2 cm. This can be explained by the increase in electron number in the avalanche of the streamer head. Afterwards, we observe a rectilinear decrease in the expansion distance in time interval (46–56 ns).

B. Parametric study

In this subsection, we present the effect of some discharge parameters, such as the Ne/Xe gas mixture composition, the electron emission on the cathode, and the gas pressure, on the development of streamers in DBD.

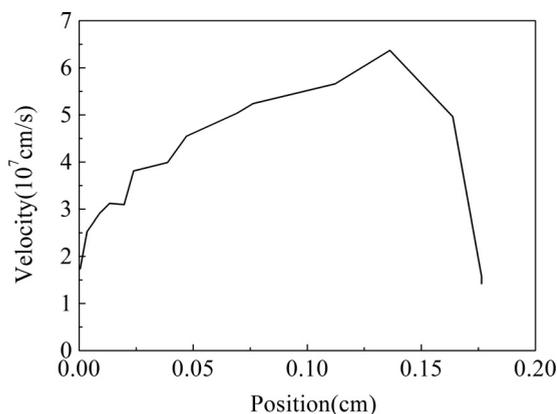


FIG. 4. Axial evolution of the velocity of the streamer head, with the same conditions as in Fig. 2.

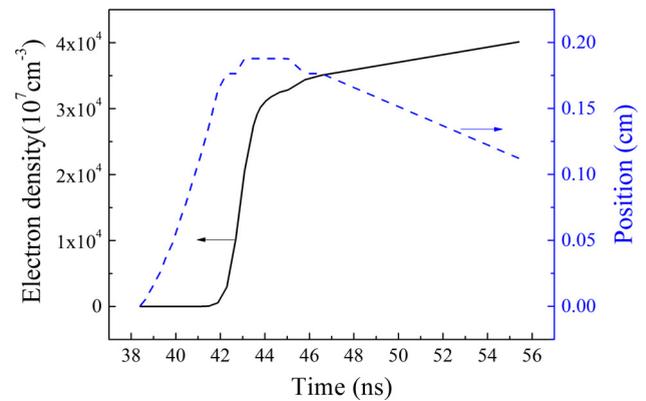


FIG. 5. Temporal variations of the electron density of the streamer head and the expansion distance of the streamer, with the same conditions as in Fig. 2.

The spatial distributions of the electron density and the electric field at different times and during the electric field distortion are displayed in Figs. 6(a) and 6(b), for two values of secondary emission coefficient 0.1 and 0.5. These values have been assumed for neon ions and taken from Refs. 9, 32, and 33. It is important to note that in DBD's configuration for display panels or lamps, a magnesium oxide (MgO) layer with high secondary electron emission coefficient is deposited on the dielectric surface above the electrodes. The use of MgO protective coatings in combination with the buffer gas neon reduces the breakdown voltage. Note also that the value of the secondary emission coefficient due to xenon ions is about ten times smaller than that of neon ions.⁹ The gas mixture considered is Ne/Xe(90%, 10%) at a pressure of 800 Torr. These figures illustrate clearly and quantitatively how high pressure and great values of secondary emission coefficient tend to aggravate the electric field distortion by increasing the electron density of the ionization wave (streamer head) in the sheath.

Figure 7 presents the variation of the streamer velocity versus the position for an applied voltage $V_a = 8$ kV, an electron emission coefficient $\gamma = 0.1$, and a gas pressure $p = 800$ Torr, and for the case of two Ne/Xe gas mixture compositions (90%, 10%) and (80%, 20%). We observe that this variation is greater for the lower xenon concentration (10%). For this concentration, the streamer velocity reaches a typical value of about 4.5×10^8 cm/s. On the other hand and for the gas composition Ne(80%)/Xe(20%), this velocity does not exceed the value of 2.4×10^8 cm/s.

In Fig. 8, the temporal variations of the electron density of the streamer head and of the streamer velocity are plotted for two values of secondary emission coefficient 0.1 and 0.2. From these curves and under the considered conditions, we note that the electron density is slightly influenced by the electron emission coefficient [see Fig. 8(a)]. Moreover, the variation of coefficient γ from 0.1 to 0.2 does not affect the streamer velocity [Fig. 8(b)].

We have drawn in Fig. 9 the temporal variations of the electron density of the streamer head for two gas pressures 400 and 500 Torr. It can be noticed that for a pressure of 400 Torr, the electron density of the streamer head begins to increase rapidly from the instant 41.9 ns till a maximum value equal to 4×10^{11} cm $^{-3}$ for $t = 55.4$ ns. This can be

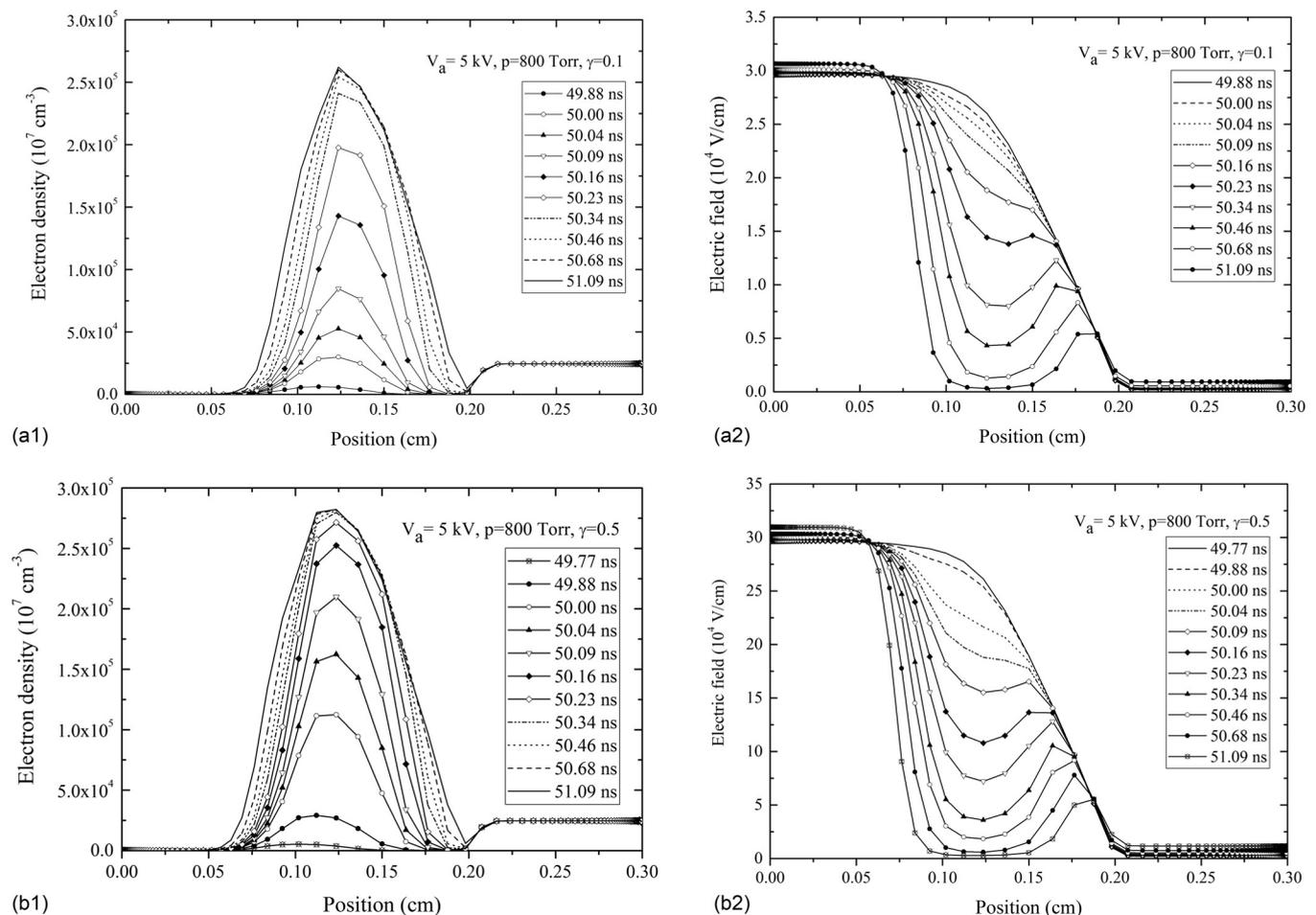


FIG. 6. Spatial distributions of the electron density and the electric field in the cathode region at different times during the electric field distortion, (a) $\gamma = 0.1$, (b) $\gamma = 0.5$.

explained by the increase in the electrons number in the avalanche. Electronic repulsion plays a crucial role in the expansion of the avalanche, and even at higher pressure ($p = 500 \text{ Torr}$), this electronic density increases when the time varies from 56 to 62 ns. Note that the maximum electron density at $p = 400 \text{ Torr}$ is about 3 times greater than that at $p = 500 \text{ Torr}$.

Figure 10 presents the variations of the propagation velocity as function of the position of the streamer head and

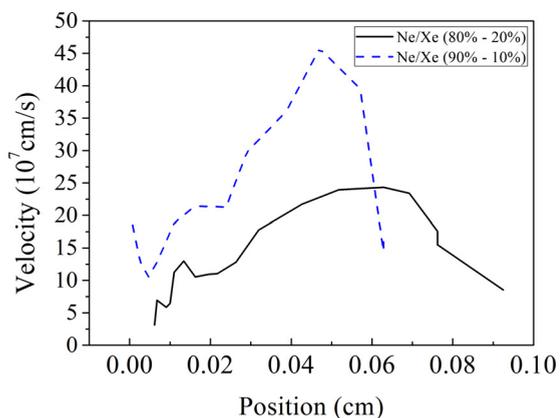


FIG. 7. Effect of the Ne/Xe gas mixture composition on the streamer velocity. $V_a = 8 \text{ kV}$, $p = 800 \text{ Torr}$, $\gamma = 0.1$.

for three pressures values 500, 800, and 1800 Torr, and two applied voltages 5 and 8 kV. The electron emission coefficient considered is $\gamma = 0.1$. It is obvious from this figure that the streamer velocity increases with the applied voltage. As regards the pressure, the streamer velocity reaches a maximal value of about $4.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$ at a head position 0.05 cm and for $p = 800 \text{ Torr}$. This velocity decreases to the peak value of $1.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$ at a head position 0.08 cm and when the gas pressure becomes 1800 Torr.

To summarize the set of results indicated previously on figures, we indicate in Table II the values of the streamer propagation time versus the applied voltage, the gas pressure, the electron emission coefficient γ , and the xenon concentration in the Ne/Xe gas mixture. It is seen that the propagation time of the streamer increases with gas pressure and xenon percentage increasing. On the contrary, this time decreases with applied voltage increasing. The considered range of variation of the secondary electron emission coefficient does not affect the streamer propagation time.

V. CONCLUSIONS

Discharges of the streamer type have widely varying applications field. In this meaning, our work was being devoted to the study of the streamer in a dielectric-barrier discharge (DBD) for excimer lamp in the Ne/Xe gas mixture.

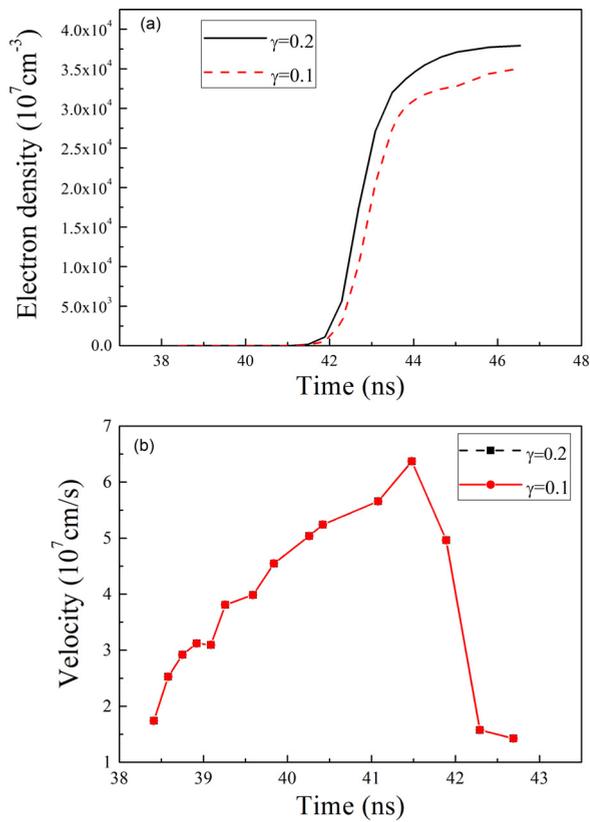


FIG. 8. Effect of the electron emission coefficient on the electron density (a) and the streamer's velocity (b) with the same conditions as in Fig. 2.

The study is carried out by a pulsed discharge model (pDBD), using an electrical configuration represented by a series resistor with a capacity supplied by a voltage of 3 kV at a pressure of 400 Torr. We have noticed that the streamer propagation takes place at a velocity higher than that of the electrons 10^7 . Also, the electron density rapidly increases to reach a maximum of about 10^{11} cm^{-3} . The streamer spread is about 5 ns.

The obtained results allow us to draw the following findings:

- (a) The formation of an ionization wave (streamer) in the cathode sheath. It is formed and extended over a distance of about 0.2 cm.

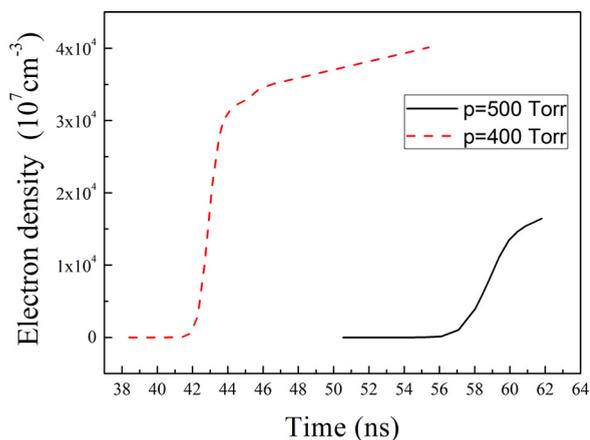


FIG. 9. Effect of gas mixture pressure on the streamer's electron density, with the same conditions as in Fig. 2.

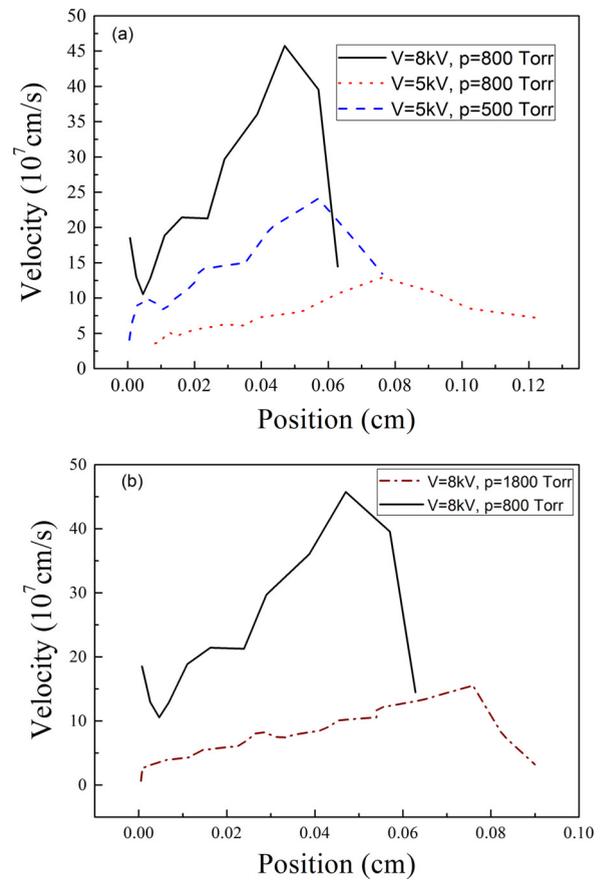


FIG. 10. Effect of applied voltage and gas pressure on the streamer's propagation velocity.

- (b) A strong distortion of the electric field due to a strong growth of the density of the streamer in the sheath during the plasma formation.
- (c) The parametric study shows that the propagation time of the streamer increases with gas pressure and xenon percentage increasing. On the contrary, this time decreases with applied voltage increasing. The considered range of variation of the secondary electron emission coefficient does not affect the streamer propagation time.

Finally, the merging of the ionization wave (streamer) into the plasma can induce very large local (micrometer size) non-uniformities at the plasma edge on the cathode side. These non-uniformities could then lead to plasma

TABLE II. Streamer propagation times calculated for different applied voltages, pressures, electron emission coefficients, and gas mixture compositions.

Voltage (kV)	Pressure (Torr)	Coefficient γ	Ne/Xe (%)	Departure time t_1 (ns)	Arrival time t_2 (ns)	Spread $t_2 - t_1$ (ns)
3	400	0.1	90-10	38.41	43.09	4.68
3	500	0.1	90-10	50.59	58.04	7.45
3	400	0.2	90-10	38.41	43.09	4.68
5	500	0.1	90-10	25.54	26.20	0.66
5	800	0.1	90-10	48.52	50	1.48
8	800	0.1	90-10	24.34	24.63	0.29
8	1800	0.1	90-10	65.39	66.63	1.24
8	800	0.1	80-20	35.10	35.64	0.54

filamentation. In particular, excimer lamps are one of the most important applications of DBDs. However, their efficiency will be limited by the development of these instabilities in front of the dielectrics, which affect the excimer density distributions in the discharge medium and lead to a reduction in the excimer efficiency.

- ¹U. Kogelschatz, *Plasma Chem. Plasma Process.* **23**, 1 (2003).
- ²B. Eliasson, M. Hirth, and U. Kogelschatz, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1421 (1987).
- ³R. Ono and T. Oda, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 176 (2007).
- ⁴Y. Nomoto, T. Ohkubo, S. Kanazawa, and T. Adachi, *IEEE Trans. Ind. Appl.* **31**, 1458 (1995).
- ⁵A. Yehia, *J. Appl. Phys.* **101**, 023306 (2007).
- ⁶H. U. Lee, Y. S. Jeonga, K. N. Koha, S. Y. Jeonga, H. G. Kimb, J. S. Bae, and C. R. Choa, *Curr. Appl. Phys.* **9**, 219 (2009).
- ⁷J. Amouroux, D. Morvan, S. Cavadias, P. Adam, M. F. Gonnord, K. Coulibaly, A. Vincent, S. Morel, F. Daou, S. Ognier, P. Rousseau, and L. Martin, *Tech. Phys.* **50**, 603 (2005).
- ⁸A. Belasri, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford, *J. Appl. Phys.* **74**, 1553 (1993).
- ⁹A. Belasri, K. Khodja, S. Bendella, and Z. Harrache, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 445202 (2010).
- ¹⁰K. Khodja and A. Belasri, *Radiat. Eff. Defects Solids* **167**, 734 (2012).
- ¹¹K. Khodja, H. Sisabeur, and A. Belasri, *Adv. Mater. Res.* **227**, 101 (2011).
- ¹²A. Oda, Y. Sakai, H. Akashi, and H. Sugawara, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, 2726 (1999).
- ¹³A. Oda, H. Sugawara, Y. Sakai, and H. Akashi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 1507 (2000).
- ¹⁴J. Meunier, P. Belenguer, and J. P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **78**, 731 (1995).
- ¹⁵H. J. Lee, H. C. Kim, S. S. Yang, and J. K. Lee, *Phys. Plasmas* **9**, 2822 (2002).
- ¹⁶D. Hayashi, G. Heusler, G. Hagelaar, and G. Kroesen, *J. Appl. Phys.* **95**, 1656 (2004).
- ¹⁷A. J. Palmer, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 138 (1974).
- ¹⁸J. I. Levatter and S. C. Lin, *J. Appl. Phys.* **51**, 210 (1980).
- ¹⁹S. Bollanti, T. Letardi, and C. Zheng, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 361 (1991).
- ²⁰D. Mathew, H. M. J. Bastiaens, K. J. Boller, and P. J. M. Peters, *J. Appl. Phys.* **102**, 033305 (2007).
- ²¹D. Mathew, P. J. M. Peters, H. M. J. Bastiaens, and K. J. Boller, *Appl. Phys. B* **95**, 155 (2009).
- ²²M. Cernak, D. Bessieres, and J. Paillol, *J. Appl. Phys.* **110**, 053303 (2011).
- ²³L. C. Casper, H. M. J. Bastiaens, P. J. M. Peters, K. J. Boller, and R. M. Hofstra, *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**, 015009 (2008).
- ²⁴A. Chirokov, S. N. Khot, S. P. Gangoli, A. Fridman, P. Henderson, A. F. Gutsol, and A. Dolgopolsky, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 025025 (2009).
- ²⁵H. Akashi, A. Oda, and Y. Sakai, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1336 (2008).
- ²⁶Y. I. Bychkov, S. A. Yampolskaya, and A. G. Yastremskii, *Russ. Phys. J.* **55**, 477 (2012).
- ²⁷M. Radmilović-Radjenović and J. K. Lee, *Phys. Plasmas* **12**, 063501 (2005).
- ²⁸R. S. Moss, J. G. Eden, and M. J. Kushner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 2502 (2004).
- ²⁹A. Fridman, A. Chirokov, and A. Gutsol, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R1 (2005).
- ³⁰See <http://www.siglo-kinema.com> for BOLSIG+, KINEMA Software, P.O. Box 1147, 236 N. Washington St., Monument, CO 80132 USA.
- ³¹C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- ³²G. Auda, P. Guillot, and J. Galy, *J. Appl. Phys.* **88**, 4871 (2000).
- ³³J. Y. Lim, J. S. Oh, B. Ko, J. W. Cho, S. O. Kang, G. Cho, H. S. Uhm, and E. H. Choi, *J. Appl. Phys.* **94**, 764 (2003).

Résumé :

Ce travail fait l'objet d'une Investigation expérimentale et théorique des propriétés électriques et cinétiques d'un plasma hors équilibre thermodynamique créé par décharge à barrière diélectrique impulsionnelle dans les gaz rares. Dans ce travail nous nous intéressons plus particulièrement à l'optimisation de l'efficacité d'une source UV.

Dans la partie expérimentale nous avons analysé les propriétés électriques et optiques d'une lampe plane à DBD de mélange gazeux Ne/Xe 50%. Cette investigation expérimentale a montré l'influence des conditions de fonctionnement électrique et la forme d'onde de l'impulsion d'excitation sur l'évolution des filaments et le spectre de l'émission optique de la lampe.

La partie de modélisation fait l'objet d'une étude mono-dimensionnel longitudinal de la décharge DBD. Le modèle est basé sur la modélisation dimensionnelle de la décharge couplée au circuit extérieure. la cinétique des particules chargées est décrite par les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann: les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement. Ce modèle, nous a permis d'analyser les caractéristiques électriques et cinétiques du réacteur plasma DBD pour la production des photons UV, ainsi que la formation et la propagation du streamer dans les conditions de fonctionnement du réacteur plasma DBD. Les résultats du modèle décrit qualitativement la dynamique des micro-décharges et donnent les variations spatiotemporelles des propriétés physicochimiques du plasma pendant l'impulsion de la décharge électrique.

Mots clés :

Plasma froid, DBD, gaz rare, streamer, photons UV.