



HAL
open science

Etude des décharges à barrières diélectriques, applications à des sources de photons à gaz rare

Fatima Nadia Haddou-Ben Dadi

► **To cite this version:**

Fatima Nadia Haddou-Ben Dadi. Etude des décharges à barrières diélectriques, applications à des sources de photons à gaz rare. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III; Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed-Boudiaf (Algérie), 2022. Français. NNT : 2022TOU30135 . tel-03924020

HAL Id: tel-03924020

<https://theses.hal.science/tel-03924020>

Submitted on 5 Jan 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du **DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Cotutelle internationale: Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Mohamed Boudiaf

Présentée et soutenue par
Fatima Nadia HADDOU - BEN DADI

Le 21 juin 2022

Etude des décharges à barrières diélectriques, applications à des sources de photons à gaz rare

Ecole doctorale : **GEETS - Génie Electrique Electronique, Télécommunications et Santé : du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :
DPHE - Diagnostic des plasmas hors équilibre

Thèse dirigée par
Bruno CAILLIER et Ahmed Belasri

Jury

M. Jérôme FRESNAIS, Rapporteur
M. Bachir LIANI, Rapporteur
Mme Wafa BENSTAALI, Examinatrice
M. Bruno CAILLIER, Directeur de thèse
M. Ahmed BELASRI, Co-directeur de thèse
M. Tewfik BABA HAMED, Président

Que savais-vous cher maître, qu'avez-vous appris ?

J'ai très vite appris mon enfant que le plus beau voyage est le voyage intérieur, et que la plus belle des actions est celle qui consiste à tuer notre égo avant que la mort nous surprenne. On est mort tant qu'on n'a pas tué son égo et on est éternellement vivant le jour où on s'en débarrasse pour entrer généreusement en harmonie avec le monde, l'univers et Dieu.

Ibn Rochd (Averroès) de Cordoba, Andalousie

Les mots ne suffiront pas pour vous exprimer toute ma gratitude,

À Papa Nacer, ta sagesse et la pureté de ton cœur me marqueront à jamais. À Mama Zohra, pour ton amour et ta douceur à l'épreuve de toutes les lois. Vous avez directement contribué à nous transmettre notre éducation, le plus précieux de tous les trésors. Ma gratitude et ma reconnaissance à votre égard ne sera jamais à la hauteur de votre éternel dévouement.

À Nora et Nesrine, mes chères petites sœurs sans lesquelles je n'aurais pu vivre l'expérience de l'amour sincère et désintéressé. Votre gentillesse et votre confiance m'ont été bénéfique.

À Mahfoud, celui avec qui je vais passer les belles années restantes. Pour ton soutien sans faille dans tous mes projets et tes précieux conseils. Pour ton pragmatisme et ton énergie que tu as su me transmettre. Nos similitudes sur tout m'étonneront toujours.

Remerciements :

Voici venue les temps des remerciements, je tiens tout d'abord à remercier Ahmed Belasri et Philippe GUILLOT pour m'avoir accueilli au sein des laboratoires qu'ils dirigent, merci d'avoir participer à l'ambiance générale dans les laboratoires. Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse : Ahmed BELASRI pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ma thèse et cela depuis ma licence. Bruno CAILLIER pour sa présence durant ma thèse ainsi l'encadrement qu'il m'a apporté.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury de thèse pour l'intérêt porté à mes travaux. Merci à Jérôme Fresnais et Bachir Liani d'avoir été mes rapporteurs. Merci à Tewfik Baba Hamed d'avoir présidé le jury en plus d'avoir endossé le rôle d'examineur. Merci également à Wafaa Benstaali d'avoir accepté d'être examinatrice.

J'adresse aussi tous mes remerciements à toute l'équipe de LPPMCA : Nadjet Larbi Daho, Soumia Bendella (marraine de mon club Eurêka) et Fatiha Ghaleb. Merci pour votre soutien et pour toutes les discussions non scientifiques que nous avons eues et qui ont participé à la réalisation de cette thèse. Je tiens particulièrement à remercier Nadjet qui m'a aidé sur la partie modélisation réalisée pendant la période du confinement (COVID).

Merci à toute l'équipe DPHE : Florent Saint, Laurent Thérèse, Juslan Lo, Thomas Maho et Cristina Muja. Je tiens à remercier Florent et Laurent pour les fous rires apportés par la présence de leurs filles Olivia et Lana dans le laboratoire, merci pour la bonne ambiance. Je remercie également Thomas pour sa participation technique à l'amélioration de ma manip. Cristina tu seras toujours la bienvenue à Oran.

Cette thèse a aussi été rythmée par la présence des doctorants. J'aimerais commencer par remercier Imene Belaribi qui m'a toujours fait rire à travers ses aventures à Istanbul, je me rappellerai de nos fous rires et de notre belle amitié. Hind Aroussi avec qui j'ai longuement partagé de bonnes discussions pendant son confinement à Turin. Houda Bekhchi, pour le fameux « bon de commande de chez Bekhchi » dont tu m'as longuement expliqué le fonctionnement (hihi). Abdelali Bouchachia, avec qui j'ai passé du temps à discuter des deux types de plasmas. Charif Tamin, Hamza Louati et Soumia Ftouh, les boursiers profasb+ 2018, pour les conseils partagés durant nos séjours en France et pour nos bons échanges scientifiques.

D'un bureau à une manip je tiens à remercier les doctorants du laboratoire DPHE : Laurent Invernizzi pour sa bonne humeur et son bon humour, avec lequel j'ai eu de très bonnes discussions. Manon Soulier, connaissanceuse du programme python. Je me rappellerai des fruits secs que tu croquais dans le bureau et de tes invitations intempestives à grignoter (hihi), merci ! Ludovic Sudrie, pour nos manips, le spectromètre roulé dans l'aluminium et les bouteilles de gaz. Donia Aissa, que tout le monde surnommé « la stagiaire », je me rappellerai de nos discussions assez mémorables dans la salle de manip dans la joie et la bonne humeur. Tu m'as aussi

fait découvrir ta famille et ta culture similaire mais légèrement différente de la mienne, merci à tes parents, à Syrin et à Dora qui m'ont si bien accueillis. Ibtissam Courti, pour les bons moments qu'on a partagé ensemble durant mon séjour à Albi, je me rappellerais de nos sorties les week-ends et nos longs échanges pendant le confinement.

Merci à Aicha et Bouchra, pour l'inspiration qu'elles m'ont apporté pendant que je traversais les longues journées de rédaction en confinement.

Je voudrais également remercier ma sœur Amel et Nasro Serradj qui ont participé de loin comme de près à la réalisation de cette thèse. Merci à mes petits neveux et nièces de m'accompagner dans mes délires : Yacine, Ibrahim, Zineb, Meryem, Selma et la petite Safia qui a vu le jour quand j'ai entamé ma thèse, je vous aime. Merci à mes cousines, Siham Elbouhaddouti pour tes précieux conseils. Selma Soussan, pour m'avoir aidé à connaître l'histoire de mes ancêtres, pour nos longues discussions enrichissantes.

Je remercie aussi ma deuxième famille, Ahmed et Zahra Ben Dadi d'avoir été présent pour moi. Habib, Fatiha et Lina, pour votre sympathie et pour tous ces bons moments fraternels. Saad, Siham et Selma, d'avoir assisté à l'un des plus beaux jours de ma vie et cela malgré la distance et les circonstances (COVID). Johara, Mustapha pour votre bonne humeur et les sourires inoubliables d'Emna et Eya. Mohamed et Ilyane pour les moments de joie partagés.

Je tiens particulièrement à remercier Fatima Kebaili et Naima Berrahou pour leurs suivis tout le long de cette thèse.

Une pensée à mon grand-père Benaïssa.

Bonne lecture !

Résumé :

Depuis plusieurs années, les lampes à excimères font l'objet de nombreuses recherches. La génération du rayonnement UV et VUV contrôlée par une décharge à barrières diélectriques (DBD) par l'excitation d'un gaz rare représente un concept prometteur pour d'autres types de sources de lumière.

Cette recherche se divise en deux parties, une partie expérimentale qui caractérise le plasma à pression en dessous de 150 Torr (199,98 mbar), et une partie numérique qui caractérise le plasma à une pression au-dessus de 400 Torr (533,28 mbar).

La partie expérimentale concerne la caractérisation optique et électrique d'une décharge à barrière diélectrique. Le banc expérimental se repose essentiellement sur une excitation impulsionnelle, un réacteur et la présence de gaz rare. L'objectif de cette partie est d'établir un bilan général de notre lampe pour essayer de l'optimiser, et de déterminer les éléments qui influencent le dépôt de la puissance moyenne et les différents résultats de l'efficacité.

La partie numérique concerne l'utilisation d'un modèle cinétique électrique pour une description homogène d'une décharge à barrières diélectriques, le modèle de la décharge se base sur un couplage de trois éléments à savoir : la cinétique réactionnelle, l'équation de Boltzmann et le circuit d'excitation. Le principal objectif de cette partie du travail est d'optimiser le dépôt d'énergie, ainsi que l'efficacité lumineuse de notre source DBD, produite par différentes formes d'excitation sinusoïdale, impulsionnelle et burst.

Finalement, l'optimisation du dépôt d'énergie dans les DBDs implique une meilleure compréhension des phénomènes physiques dans le plasma et des mécanismes cinétiques essentiels conduisant à la formation ou à la disparition des excimères. Les phénomènes électriques liés aux interactions entre le circuit d'excitation et la décharge affectent eux aussi d'une manière significative l'énergie déposée dans le milieu plasma. Ces phénomènes sont expliqués tout au long de ce manuscrit.

Mots clés : DBDs, striations, filaments, impulsionnelle, burst, excimères.

ملخص :

لعدة سنوات ، لا تزال مصابيح الإكسيمر موضوعًا للكثير من الأبحاث. يمثل توليد الأشعة فوق البنفسجية و الأشعة فوق البنفسجية تحت الفراغ التي يتم التحكم فيها عن طريق تفريغ الحاجز العازل (ظ ب ظ) عن طريق إثارة غاز نادر مفهومًا واعدًا لأنواع جديدة من مصادر الضوء.

ينقسم هذا البحث إلى قسمين ، جزء تجريبي يميز البلازما عند ضغط أدنى من 150 تور (199,98 ميبار) وجزء رقمي يشخص البلازما عند ضغط فوق 400 تور (533,28 ميبار) .

يتعلق الجزء التجريبي بالتوصيف البصري والكهربائي لتفريغ الحاجز العازل . ويستند المقعد التجريبي أساسًا على الإثارة النبضية ومفاعل الضغط ووجود غاز نادر. الهدف من هذا الجزء من العمل هو إنشاء تقييم عام للمصباح الخاص بنا لمحاولة تحسينه ، و تحديد العناصر التي تؤثر على ترسب متوسط القوة والنتائج المختلفة للكفاءة.

الجزء الرقمي المعني بتطوير نموذج حركي كهربائي لوصف متجانس لتفريغ حاجز عازل ، يعتمد نموذج التفريغ على اقتران ثلاثة عناصر هي: حركية التفاعل ومعادلة بولتزمان ودائرة الإثارة. الهدف الرئيسي من هذا الجزء من العمل هو تحسين ترسب الطاقة ، فضلاً عن الكفاءة المضيئة لمصدر (ظ ب ظ) الخاص بنا ، والتي تنتجها أشكال مختلفة من الإثارة الجيبية والاندفاعية والانفجارية.

و أخيرًا ، يتضمن تحسين ترسب الطاقة عن طريق تفريغ الحاجز العازل (ظ ب ظ) فهمًا أفضل للظواهر الفيزيائية في البلازما والآليات الحركية الأساسية التي تؤدي إلى تكوين أو اختفاء الإكسيمرات. ترتبط الظواهر الكهربائية بالتفاعلات بين دائرة الإثارة والتفريغ أيضًا بشكل كبير في الطاقة المترسبة في وسط البلازما. هذه الظواهر مشروحة في جميع أنحاء هذه المخطوطة.

الكلمات المفتاحية: ظ ب ظ ، التصدعات ، الخيوط ، الدافع ، الإثارة الانفجارية ، الإكسيمر.

Abstract:

For several years, excimer lamps have been the subject of numerous research. The generation of UV and VUV radiation controlled by a dielectric barrier discharge (DBD) through the excitation of a rare gas represents a promising concept for other type of light source.

This research is divided into two parts, an experimental part which characterizes the plasma at pressure below 150 Torr (199,98 mbar), and a numerical part which characterizes the plasma at pressure above 400 Torr (533,28 mbar).

The experimental part concerns the optical and electrical characterization of a dielectric barrier discharge. the experimental set up is based mainly on a pulse excitation, a reactor and the presence of noble gas. The objective of this part is to establish a general diagnostic of our lamp in order to try to optimize it, and to determine the elements that influence the deposition of the average power and the different efficiency results.

The numerical part concerns the use of an electrical kinetic model for a homogeneous description of a dielectric barrier discharge, the model of the discharge is based on a coupling of three elements namely: the reaction kinetics, the Boltzmann equation and the excitation circuit. The main objective of this part of the work is to optimize the energy deposition and the luminous efficiency of our DBD source, produced by different forms of sinusoidal, pulse and burst excitation.

Finally, the optimization of energy deposition in DBDs implies a better understanding of the physical phenomena in the plasma and the essential kinetic mechanisms leading to the formation or disappearance of excimers. The electrical phenomena related to the interactions between the excitation circuit and the discharge also significantly affect the energy deposited in the plasma medium. These phenomena are explained throughout this manuscript.

Key words: DBDs, striations, filaments, pulse, burst, excimers.

Liste des publications :

Conférences :

FN Haddou, Ph Guillot, A Belasri, T Maho, B Caillier. Characteristics of energy deposited in a coaxial and plane krypton based lamp **2020. ESCAMPIG, Paris Fr.** (accepté / pas présenté)

FN Haddou, Ph Guillot, A Belasri, B Caillier. Pressure and voltage effects on UV efficacy in a mercury-free Neon- Xenon dielectric barrier discharge **2019. PLATHINIUM, Antibes Fr.**

FN Haddou, Ph Guillot, A Belasri, T Maho, B Caillier. Electrical characterization of a coaxial dielectric barrier discharge lamp 2019. **ICREEC'2019, Oran Dz.**

FN Haddou, Ph Guillot, A Belasri, T Maho, B Caillier. **Oral:** Evaluation of the efficiency of an argon coaxial lamp 2019. **ICREEC'2019, Oran Dz.**

Articles:

Haddou FN, Guillot P, Belasri A, Maho T, Caillier B. Formation of low pressure striations in a krypton lamp, experimental characterization of the discharge: spectroscopic and electrical analysis. **Optik 2021:166339. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2021.166339>.**

Haddou FN, Guillot Ph, Belasri A, Maho T, Caillier B. Evaluation of the Efficiency of an Argon Coaxial Lamp. **ICREEC 2019 2020:491–7. https://doi.org/10.1007/978-981-15-5444-5_61.**

A. Contents

I. INTRODUCTION GENERALE	11
I. CHAPITRE : ETAT DE L'ART	16
A. GENERALITE SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS :	17
A.1 LE PLASMA, C'EST QUOI ?	17
A.1.1 Mécanismes de la décharge de Townsend :	19
A.2 PROPRIETES FONDAMENTALES D'UN PLASMA :	21
A.2.1 Degré d'ionisation :	21
A.2.2 Libre parcours moyen :	21
A.2.3 Fréquence de collision :	21
A.2.4 Courbe de Paschen :	22
A.3 TYPE DE DECHARGE PLASMA :	23
A.3.1 Décharge filamentaire :	23
A.3.2 Décharge homogène :	24
B. DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE :	24
B.1 DEFINITION D'UNE DBD :	24
B.1.1 Diélectrique :	24
B.1.2 Electrodes :	25
B.1.3 Les gaz étudiés :	25
B.2 DESCRIPTION D'UNE DECHARGE PLASMA :	29
B.2.1 Décharge sombre :	29
B.2.2 Décharge luminescente :	29
B.2.3 Décharge d'arc :	30
C. MECANISME D'ENTRETIEN D'UNE DECHARGE ET INSTABILITES :	31
C.1 ENTRETIEN DE LA DECHARGE :	31
C.1.1 Mécanisme de la décharge de streamer :	31
C.1.2 Instabilité dans les décharges DBD :	32
D. SYSTEME DU MODELE CINETIQUE TEMPOREL :	34
D.1 EQUATION DE BOLTZMANN :	34
D.1.1 Approximation du champ local :	37
D.2 FORMATION DES EXCIMERES :	37
D.2.1 Spécification des états métastables et résonants :	38
D.2.2 Processus d'émission des UV/VUV via les excimères :	38
D.2.3 Travaux déjà réalisés :	40
E. APPLICATIONS DES PLASMAS :	41
E.1 DOMAINE BIOMEDICALE THERAPEUTIQUE :	42
E.1.1 Production des UVs :	43
E.2 DOMAINE DE L'ECLAIRAGE :	43
F. CONCLUSION :	45
II. CHAPITRE : MATERIELS ET METHODES	46
A. DISPOSITIF EXPERIMENTAL :	47
A.1 ALIMENTATION ELECTRIQUE :	48
A.2 DIMENSIONS DES TUBES PLASMA :	49

A.3	FONCTIONNEMENT EN STATIQUE :	50
B.	DIAGNOSTICS ELECTRIQUES ET OPTIQUES :	51
B.1	OSCILLOSCOPE :	51
B.2	SPECTROSCOPIE D'EMISSION ET FIBRE OPTIQUES :	53
B.3	IMAGERIE ICCD :	54
C.	METHODE DE CALCUL D'UNE DECHARGE TYPE :	55
C.1	CALCUL DE LA PUISSANCE MOYENNE ET DE L'EFFICACITE :	55
C.2	CALCUL D'INCERTITUDE :	57
C.2.1	<i>Influence du signal parasite sur les calculs :</i>	57
D.	LA MODELISATION :	59
D.1	MODELE TEMPOREL (0 D) :	60
D.1.1	<i>Mécanisme général du modèle temporel :</i>	61
D.1.2	<i>Approche macroscopique de la décharge :</i>	61
E.	CIRCUIT ELECTRIQUE DE LA DECHARGE :	64
E.1	LES PARAMETRES ELECTRIQUES DU CIRCUIT SIMPLIFIE DE LA DECHARGE :	66
E.2	EFFICACITE RADIATIVE DES UVs :	67
F.	CINETIQUE REACTIONNELLE DU PLASMA KRYPTON :	68
F.1	NOTATION SPECTROSCOPIQUE :	70
F.2	FORMATION DE LA MOLECULE EXCITEE Kr_2^* :	74
F.2.1	<i>Validité du modèle temporel :</i>	75
G.	CONCLUSION :	77
III.	CHAPITRE : RESULTATS DE L'EXPERIMENTAL ET DISCUSSIONS	80
A.	CONDITION DES MESURES :	81
B.	CARACTERISATION OPTIQUE :	82
C.	CARACTERISATION DE LA LAMPE B A BASE D'ARGON :	84
C.1	LE SUIVIE DE LA LIGNE MAXIMALE AR 763,5 NM :	85
C.2	IMPACT DE L'INTENSITE LUMINEUSE MAXIMALE :	86
C.2.1	<i>Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 20 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :</i>	86
C.2.2	<i>Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 20 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :</i>	88
C.2.3	<i>Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 50 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :</i>	89
C.3	CALCUL DE L'EFFICACITE DE LA LAMPE B A BASE D'ARGON :	90
C.4	PHENOMENE D'APPARITION DE FILAMENTS DANS LE PLASMA D'ARGON :	94
D.	CARACTERISATION DE LA LAMPE B A BASE DE KRYPTON :	95
D.1	BILAN GENERAL DE LA LAMPE B A BASE DE KRYPTON – 20 KHZ – GAP : 2 CM :	96
D.2	BILAN GENERAL DE LA LAMPE B A BASE DE KRYPTON – 20 KHZ – GAP : 3 CM :	97
D.2.1	<i>Grandeur d'influence, la température :</i>	99
E.	ETUDE DE LA DECHARGE PAR CAMERA ICCD :	100
E.1	EXISTENCE DES STRIATIONS DANS LA DECHARGE :	100
E.2	PHENOMENE DES STRIATIONS DANS LE PLASMA DE KRYPTON :	101
E.3	TYPE DE STRIATIONS :	103

E.4	BILAN D'APPARITION DES STRIATIONS :.....	103
E.5	STRIATIONS ET NATURE DE LA DECHARGE-PLASMA :	106
F.	CONCLUSION :	107
IV.	CHAPITRE : RESULTATS DE LA MODELISATION ET DISCUSSION	108
A.	CONDITIONS DE CALCUL :	109
B.	CAS GENERAL A UNE TENSION DE 3 KV APPLIQUEE SUR TROIS SIGNAUX, SINUSOÏDALE, RECTANGULAIRE ET BURST :	109
B.1	CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA DECHARGE :	109
B.1.1	<i>Cas sinusoïdale :</i>	110
B.1.2	<i>Cas rectangulaire :</i>	111
B.1.3	<i>Cas burst :</i>	113
B.2	VARIATIONS TEMPORELLES DES ESPECES DE LA DECHARGE :	117
B.2.1	<i>Cas sinusoïdale :</i>	117
B.2.2	<i>Cas rectangulaire :</i>	120
B.2.3	<i>Cas burst :</i>	123
C.	EFFET DE LA TENSION SUR LES EFFICACITES LUMINEUSES EN FONCTION DES TROIS SIGNAUX, SINUSOÏDALE, RECTANGULAIRE, BURST :	127
D.	EFFET DE LA PRESSION SUR LES EFFICACITES LUMINEUSES EN FONCTION DES TROIS SIGNAUX, SINUSOÏDALE, RECTANGULAIRE, BURST :	129
D.1.1	<i>Effet de la pression sur l'énergie déposée en fonction des trois signaux, sinusoïdale, rectangulaire, burst :</i>	132
E.	CONCLUSION :	134
V.	CONCLUSION GENERALE	136
E.1	CONCLUSION :	137
E.2	PERSPECTIVES :	139
E.2.1	<i>En expérimental :</i>	139
E.2.2	<i>En modélisation :</i>	139
E.3	RÉFÉRENCES:	140

B. Liste des figures :

Figure 1 : Processus de transformation de l'état de la matière en fonction de la température (énergie).	18
Figure 2 : Ionisation en volume.	20
Figure 3 : émission secondaire.	20
Figure 4 : Courbes de Paschen obtenues pour l'hélium, le néon, l'argon, dihydrogène et le diazote (11).	23
Figure 5 : Configurations d'une décharge à barrières diélectriques : a) double barrières diélectriques, b) barrière diélectrique à électrode, c) barrière diélectrique entre les électrodes (16).	25
Figure 6 : Plasma d'argon dans la lampe β à un gap de 3cm.	27
Figure 7 : diagramme d'énergie de l'Argon (19).	28
Figure 8 : Plasma de Krypton dans la lampe β à un gap de 1 cm avec l'insertion d'électrodes transparentes.	28
Figure 9 : Caractéristique tension-courant d'une décharge basse pression avec des électrodes de géométrie planes et parallèles (20).	29
Figure 10 : Structure spatiale d'une décharge en régime luminescent normale (12).	30
Figure 11 : Mécanisme de claquage de type streamer (3).	32
Figure 12 : Image de stries dans un tube de 4.3 cm de diamètre 0.19 Torr (35).	33
Figure 13 : Sources de rayonnement UV et VUV (12).	39
Figure 14 : Décharge à barrières diélectriques à électrode flottante dans l'air, avec gap de 4 mm (sous 20 kV à 1 kHz) (GREMI Orléans, France) (10). La surface à traiter est en dessous de la décharge.	43
Figure 15 : Tube fluorescent commercial (revêtu à l'intérieur avec des luminophores) disposés autour d'un tube à décharge en silice. Une lumière visible intense est émise par les luminophores (61).	44
Figure 16 : Photographie générale du banc expérimental.	47
Figure 17 : Dispositif expérimental.	48
Figure 18 : Photos du générateur couvert avec la cage de Faraday, à gauche vu de profil et à droite vu de face.	49
Figure 19 : Photographie de la lampe α	49
Figure 20 : Photographie de la lampe β	50
Figure 21 : Photographie des trois vannes raccordées au bâti de pompage.	51
Figure 22 : Signal de tension mesuré aux bornes de la décharge pour une tension de 3.5 kV a) sur quatre périodes, b) zoom sur le front montant, c) zoom sur le front descendant de l'impulsion, lorsque le plasma est allumé.	52
Figure 23 : a) Mesure du courant de la décharge sur quatre périodes, b) zoom sur le front montant de l'impulsion, C) zoom sur le front descendant de l'impulsion, lorsque le plasma est allumé.	53
Figure 24 : Représentation du dispositif expérimental avec la caméra iCCD.	54
Figure 25 : Puissance électrique (courant * tension) en fonction du temps.	55
Figure 26 : Puissance moyenne en fonction de l'amplitude de tension d'une décharge type à base d'Argon.	56
Figure 27 : Trois spectres optiques de la raie maximale de l'Argon 762,4 nm.	56
Figure 28 : Mesure de la puissance en fonction de l'amplitude de tension.	58
Figure 29 : Représentation du modèle zéro-dimensionnel.	60
Figure 30 : Structure générale du modèle zéro-dimensionnel temporel (68).	61

Figure 31: Schéma de lampe.	64
Figure 32: Modèle de la DBD et de la conductance.	65
Figure 33: Photo du plasma entre la distance inter-électrodes : a) plasma à base de Krypton avec des électrodes transparentes, b) plasma à base d'Argon avec des électrodes en aluminium.	81
Figure 34 : Spectres de plasma d'Argon, Xénon – Néon, Air synthétique et de l'Hélium respectivement de la lampe α	83
Figure 35 : Spectres de plasma d'Argon et de Krypton respectivement de la lampe β	84
Figure 36: Photo radiale du plasma d'argon dans la lampe β	85
Figure 37 : Intensité maximale et photos du plasma d'Argon pris entre la distance inter-électrodes en fonction de l'amplitude de tension.	86
Figure 38 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 10 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3, 5] cm respectivement.	87
Figure 39 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.	88
Figure 40 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 50 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.	89
Figure 41: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 10 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3, 5] cm respectivement.	90
Figure 42: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.	92
Figure 43: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 50 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.	93
Figure 44: Photo de l'apparition du phénomène de filaments dans le plasma d'Argon à 10 kHz, une distance inter-électrodes de 1 cm et une tension de 700 V.	94
Figure 45: Photo d'un plasma filamentaire d'argon dans la lampe β à une distance inter-électrodes de 5 cm, fréquence: 10 kHz, tension: 900 et 1000 V respectivement et une pression de 50 mbar.	95
Figure 46: Variation de l'intensité maximale, la puissance moyenne et l'efficacité, respectivement en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 100] mbar, et à 2 cm de distance inter-électrodes.	96
Figure 47: Variation de l'intensité maximale, la puissance moyenne et l'efficacité, respectivement en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 30] mbar, et à 3 cm de distance inter-électrodes.	98
Figure 48 : Variation de la moyenne et du maximum des intensités en fonction du temps dans un plasma de Krypton.	99
Figure 49 : Photo prise avec la camera iCCD du plasma entre le gap lors de l'apparition des striations.	100
Figure 50 : Modèle bidimensionnel d'une décharge dans l'argon à une pression de 2 Torr, le courant de décharge de 100 mA, dans un tube cylindrique de longueur $L = 20$ cm et de rayon $R = 1$ cm (34).	101
Figure 51: Dynamique du plasma-Krypton dans la lampe entre l'espace inter-électrodes au cours de la transition positive du signal de tension (30 mbar, 1 kV, 20 kHz).	102

Figure 52 : Profil d'intensités obtenu à partir des images de la camera iCCD entre l'espace inter-électrodes au cours de la transition positive du signal de tension (30 mbar, 1 kV, 20 kHz).....	105
Figure 53 : Variation temporelle du courant de la décharge.....	110
Figure 54 : Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app}	111
Figure 55 : Variation temporelle de la densité du courant de la décharge.	112
Figure 56 : Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app}	113
Figure 57 : a) Onde burst périodique modulée en amplitude avec une fréquence porteuse de 2,5 MHz, b) vue agrandie de la partie sélectionnée (127).....	114
Figure 58 : Variation temporelle de la densité du courant de la décharge.	115
Figure 59 : a) Variation temporelle de la densité du courant de la décharge, b) Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app}	116
Figure 60 : a) Evolution temporelle des particules chargées, b) Variation temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.....	118
Figure 61 : a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.....	120
Figure 62 : a) Evolution temporelle des densités des particules chargées, b) Evolution temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.	121
Figure 63 : a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.....	123
Figure 64 : a) Evolution temporelle des densités des particules chargées, b) Evolution temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.	124
Figure 65 : a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.....	126
Figure 66 : Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas sinusoïdale.....	127
Figure 67 : Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas rectangulaire.....	128
Figure 68 : Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas burst.	129
Figure 69 : Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas sinusoïdale.....	130
Figure 70 : Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas rectangulaire....	131
Figure 71 : Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas burst.	131
Figure 72 : Variation de l'énergie déposée en fonction de la pression pour les trois signaux : a) sinusoïdale, b) rectangulaire et c) burst respectivement.	133

I. Introduction générale

i. Motivation :

Depuis une dizaine d'années, un grand intérêt porte sur l'étude des plasmas froids et l'optimisation de la production de rayonnement via les excimères. Les lampes à excimères sont au cœur même de cette étude. En effet, le plasma est capable de créer des espèces appelées excimères qui sont le paramètre clé pour une bonne efficacité radiative. La compréhension et l'optimisation sont fondamentales pour pouvoir développer une source plasma fiable en terme d'éclairage ou de production d'UVs pour une variété d'applications possibles (1). La création de ces excimères est possible par une succession de transfert d'énergie entre les espèces issues du plasma. Il est donc nécessaire d'étudier les espèces qui donnent naissance aux excimères, à savoir pour cette étude les atomes d'Argon et de Krypton à l'état métastable. Ces espèces ont la particularité de posséder une énergie relativement importante, en plus de pouvoir la conserver pendant plusieurs microsecondes dans les conditions optimales. Il existe des facteurs responsables des réactions de quenching, qui peuvent neutraliser l'activité importante de ces espèces. Ces facteurs peuvent provenir des instabilités électriques existant au sein même du plasma. Et dans des conditions particulières, le plasma présente des instabilités provoquant l'apparition de phénomènes optiques et physiques. Dans ce travail, les caractérisations optique, électrique et cinétique du plasma sont prises en compte afin de cerner et de comprendre les phénomènes qui dominent le plasma.

Les décharges de type DBD (décharge à barrières diélectriques), ont fait leur apparition par les TV plasmas qui les ont rendus connus, bien que les premières expériences sur ce type de décharge datent des travaux de Siemens en 1879. Du fait des réglementations très restrictives vis-à-vis de l'usage du mercure dans les lampes, les lampes à excimères sont de bonnes candidates pour se substituer aux lampes précédentes. De plus les lampes à excimères (DBD excilamps) sont une technologie compétitive pour la production efficace de rayonnement ultraviolet (UV). Dans ce travail, l'étude est réalisée sur deux décharges plasma, une décharge expérimentale avec des pressions en dessous de 200 mbar et à des pressions au-dessus de 533 mbar pour la simulation. La différence de la pression appliquée est à

Introduction générale

l'origine du réacteur, qui en expérimental ne permettait pas que le plasma s'allume au-delà de 200 mbar.

La physique des plasmas froids demeure l'objet de beaucoup de travaux de recherche. La diversité des sources de plasma est remarquable (2). Elle présente énormément de recherches (3), c'est un domaine en plein accroissement (4). Le traitement des surfaces par plasma est l'un des processus des plasmas le plus efficace et le plus utilisé pour une production d'UV importante afin de désinfecter ou par exemple décontaminer les emballages plastiques (5). Différentes types d'applications dans plusieurs domaines marquent les plasmas à pression atmosphérique (6).

Notons que le rayonnement UV produit par les lampes à excimères est très important, et selon une étude récente du rapport de l'équipe de Bernner (7): la lumière UV-C lointaine détruit les agents pathogènes dans l'air avant que nous puissions les respirer. Les UV-C lointains détruisent le coronavirus responsable de la toux et du rhume, ils peuvent tout aussi être efficace pour en annihiler le virus qui cause la COVID-19 (7).

ii. Objectif et plan de la thèse :

Cette étude a pour objectif l'amélioration de la production de photons des lampes à décharges à barrières diélectriques. Dans ce travail, les résultats expérimentaux ne sont pas confrontés aux résultats issus du modèle mais des comparaisons qualitatives seront réalisées. Le but est de comprendre grâce au modèle certains phénomènes physiques présents dans la décharge. Le choix du modèle zéro-dimensionnel temporel est un choix délibéré qui permet de décrire d'une manière simple et efficace les phénomènes physiques principaux dans une DBD. Le modèle contient tous les ingrédients qui permettent de reproduire la caractéristique du courant de la décharge, la tension aux bornes du diélectrique et du plasma, la résistance du plasma, la densité de tous les espèces, la puissance déposée dans le plasma et le champ électrique réduit. L'objectif de cette étude est de clarifier

Introduction générale

l'influence de ces conditions de fonctionnement sur l'optimisation de l'efficacité de la décharge.

En expérimental, tout d'abord cette amélioration est passée par la caractérisation du fonctionnement général des décharges à base de différents gaz rares sous le régime impulsionnel. Ce travail a été mené par des processus de conversion de l'énergie électrique en énergie radiative et enfin, par l'optimisation des paramètres physiques du milieu plasma (type de gaz, pression de gaz, distance inter-électrodes ... etc.) et des conditions de l'excitation électrique (fréquence d'excitation, amplitude de tension et durée d'impulsion). Le diagnostic expérimental a permis l'observation d'un phénomène de formation de stries dans la lampe à base de Krypton via une analyse spatio-temporelle avec la caméra ICCD, et une caractérisation de l'apparition des filaments dans la décharge à base d'Argon. Les mesures de l'intensité du plasma, de la puissance moyenne et de l'efficacité permettent de repérer les conditions optimales du fonctionnement de la décharge. Cette étude pourra mener au développement de nouvelles éventualités pour les DBD à gaz rares. L'étude numérique est basée sur un modèle spatial homogène comprenant trois modules : la chimie du plasma, le circuit électrique et l'équation de Boltzmann. Le développement de la décharge est constitué par une étude électrique et cinétique d'une DBD homogène à base de krypton pur, ensuite en utilisant un schéma cinétique, la décharge est représentée dans un système numérique. L'objectif est l'amélioration des performances d'une lampe à excimères à base de Krypton (Kr_2^* à 148 nm), cette amélioration permettra de cerner les paramètres physiques menant à une bonne efficacité radiative. L'excitation du plasma dans la DBD a été étudiée avec l'application de trois types d'alimentation différentes : sinusoïdale, rectangulaire et burst. Ce programme nous a permis de tracer les variations temporelles de la tension de décharge, de la tension diélectrique, du courant de décharge et des concentrations de différentes espèces présentes dans le plasma. La cinétique du plasma a été aussi discutée dans le but de trouver un optimum de l'efficacité radiative. L'amélioration est passée aussi par l'étude de l'effet de certains paramètres sur l'excilampe, comme la pression et la tension appliquée afin d'identifier les paramètres optimaux pour une efficacité radiative maximale dans la gamme UV. La simulation nous a permis la connaissance du peuplement des états excités

Introduction générale

métastables via les émissions dans l'IR dans le Krypton, et la comparaison entre l'influence des trois excitations utilisés.

Dans cette thèse de doctorat, nous nous concentrons sur un aspect général en se basant sur le diagnostic des mesures expérimentales (électriques / optiques) et l'interprétation des résultats de la simulation (électriques / cinétiques), dans le cas d'une lampe à gaz rare (Ar, Kr).

I. Chapitre : état de l'art

- Le but de ce chapitre est d'éclairer le lecteur sur les termes et les principes de base utilisés dans ce manuscrit. Nous décrivons brièvement le principe de fonctionnement des lampes à plasma, l'origine des instabilités présentes dans la décharge : stries, filaments et informations connexes sur la modélisation. Différentes recherches déjà réalisées seront également cités.

A. Généralité sur la physique des plasmas :

A.1 Le plasma, c'est quoi ?

Le plasma est un état dilué de la matière analogue à un gaz partiellement ou totalement ionisé. Macroscopiquement neutre, il peut contenir des espèces neutres (atomes, molécules, radicaux ...) et des espèces chargées en proportion positivement ou négativement (ions, électrons). Nous pouvons citer les plasmas dits naturels comme le soleil, la foudre, les aurores boréales. Les plasmas de laboratoire sont désignés comme étant des plasmas artificiels produits par l'homme comme les plasmas de gravure, les réacteurs à fusion, les tubes fluorescents, les torches, etc... En fournissant de l'énergie électrique à un gaz via une alimentation électrique et des électrodes, un champ électrique se crée à partir de particules chargées (électrons et ions), ces particules chargées changent les propriétés de l'espace où elles se trouvent et conduisent à l'ionisation du gaz. L'ionisation se fait par le transfert de l'énergie cinétique à travers des collisions entre les électrons, les atomes et les molécules du gaz. Il existe deux types de collisions entre ces éléments :

- Les collisions élastiques : ces collisions ne participent pas directement à l'activation du gaz (transition d'un état de gaz à un état plasma), mais elles sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur. L'énergie cinétique totale est conservée avant et après cette collision.
- Les collisions inélastiques : elles sont responsables des changements au niveau de l'énergie interne des molécules et de la nature des particules (ionisation, attachement électronique, dissociation, etc.). L'énergie cinétique totale des deux particules est inférieure après collision.

Ces collisions entre particules, peuvent entraîner la création de particules chargées. Si cette création est obtenue à partir d'un état déjà excité (l'excitation désigne tout phénomène qui sort un système de son état de repos pour l'amener à un état d'énergie supérieure. Le système est alors dans un état excité), c'est une ionisation par étapes : le cas des métastables dont leurs densités sont importantes en raison

de leur longue durée de vie. Si cette création est produite à partir de particules neutres dans leur état fondamental, c'est une ionisation directe.

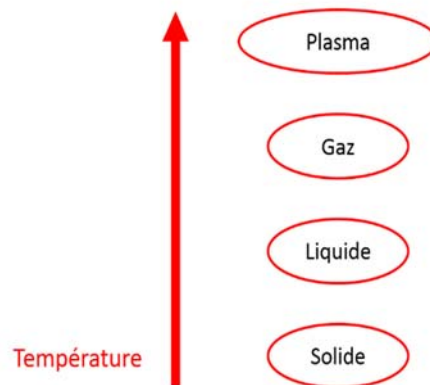


Figure 1 : Processus de transformation de l'état de la matière en fonction de la température (énergie).

Un plasma peut être généré après une augmentation de la température (voir **figure 1**) via une décharge électrique, par une source extérieure telle qu'un faisceau intense d'électrons, ou par l'agencement des deux méthodes.

Les plasmas peuvent être caractérisés par deux paramètres :

- Température T exprimée en kelvin (K). Les températures sont mesurées par la valeur de $k_B T$ en électron-volt (eV), où k_B étant la constante de Boltzmann). En physique des plasmas, la mesure de l'énergie cinétique des électrons ou des ions est réalisée par leur température.
- Densité η des charges électroniques exprimée en m^{-3} , la densité des neutres η_n , des électrons η_e , des ions positifs η_{i^+} et des ions négatifs η_{i^-} .

Les plasmas peuvent être classés en deux grands types :

1. Un Plasma à l'équilibre thermodynamique où les espèces neutres comme les espèces chargées sont caractérisées par une seule température, exprimée par l'égalité : $T_i \approx T_e \approx T_n$.
2. Dans un plasma hors équilibre thermodynamique, la température des électrons T_e est très supérieure à celle des ions T_i et des neutres T_n , soit $T_e \gg T_i = T_n$. Le plasma est alors hors équilibre thermodynamique. La température des ions reste équivalente à celle des neutres (comprise aux environs de 300K) alors que celle des électrons est d'environ $10^4 - 10^5$ K.

A.1.1 Mécanismes de la décharge de Townsend :

Le champ électrique uniforme accélère l'électron qui est placé entre l'espace inter-électrodes. L'électron commence à ioniser les neutres, atomes ou molécules. L'ionisation d'une espèce induit la formation d'une particule chargée positivement ou négativement et à la libération d'un électron supplémentaire, cet électron supplémentaire va être de nouveau accéléré par le champ électrique. L'électron obtient une énergie suffisante et pourra ioniser une seconde particule. Toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, le courant de décharge.

Il est important que tout électron qui quitte la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables afin de produire de nouveaux électrons pour que la décharge soit auto-entretenu. Ce mécanisme est connu sous le nom de multiplication électronique. Le claquage de Townsend se produit sur des temps relativement longs car les ions doivent revenir à la cathode pour générer des électrons secondaires qui vont créer d'autres ions comme le montre la **figure 2 - 3**.

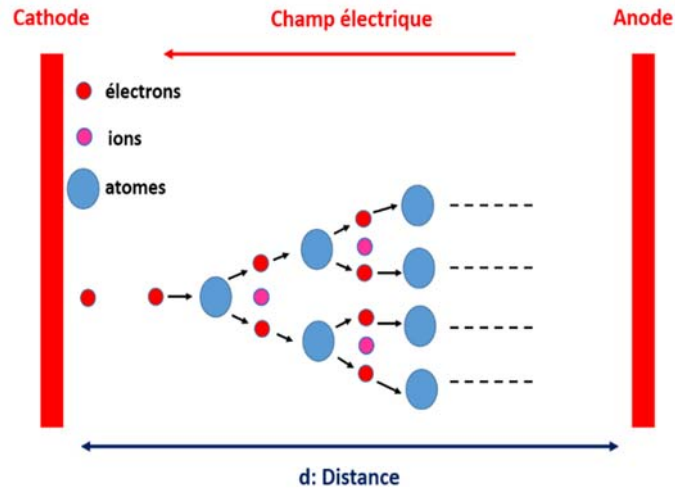


Figure 2 : Ionisation en volume.

A.1.1.1 Condition d'auto entretien :

Si la tension appliquée est suffisamment élevée, certains ions auront assez d'énergie pour permettre l'émission secondaire des électrons à la cathode. Le claquage se produit lorsque la condition d'auto entretien :

$$M = \exp(\alpha d) = 1 + 1/\gamma \text{ est satisfaite (8).}$$

Où $\exp(\alpha d)$ est la multiplication électronique dans l'espace inter électrode, α : le premier coefficient d'ionisation de Townsend, γ : le deuxième coefficient d'émission secondaire.

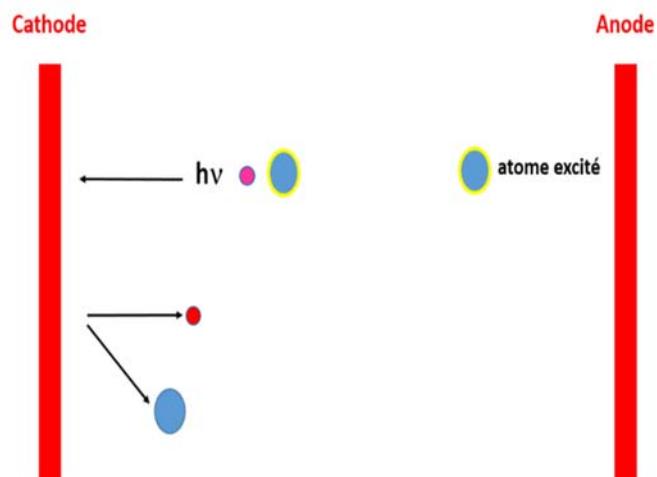


Figure 3 : émission secondaire.

h : $6,6262 \times 10^{-34}$ j.s , ν : fréquence (Hz).

A.2 Propriétés fondamentales d'un plasma :

A.2.1 Degré d'ionisation :

Le degré d'ionisation est défini par le rapport de densité d'électrons η_e , d'ions η_i et des neutres η_n . Le gaz reste neutre en raison de la forte intensité des forces électrostatiques induites par un écart entre η_e et η_i (9). Le degré d'ionisation δ du plasma est défini par la relation suivante :

$$\delta = \frac{\eta_e}{\eta_e + \eta_n} \quad \mathbf{1}$$

La valeur du degré d'ionisation varie de 10^{-10} dans le cas des plasmas de décharge à faible intensité jusqu'à 1 dans le cas du soleil.

A.2.2 Libre parcours moyen :

Le libre parcours moyen (λ) est la longueur caractéristique parcourue par l'électron entre deux collisions modifiant son énergie et sa direction.

$$\lambda = \frac{1}{NQ} \quad \mathbf{2}$$

Où N est la densité de particule et Q la section efficace de collisions.

Ce mécanisme sert de fondement à l'établissement de la fonction de distribution. La fonction de distribution des vitesses décrit, à l'instant t la répartition des vitesses des particules d'une espèce donnée dans un milieu.

A.2.3 Fréquence de collision :

La fréquence de collision définit comme étant le nombre de collisions par unité de temps. Du point de vue collisionnel, une particule peut être assimilée à une sphère avec un rayon. Cette sphère balaye le volume. Pour obtenir la fréquence de collision,

les particules sont supposés immobiles sauf une dont nous suivons le mouvement (9):

$$\nu = \eta Q v \quad \mathbf{3}$$

Avec ν la fréquence de collision, η la densité des particules, Q la section efficace et v la vitesse d'une particule.

A.2.4 Courbe de Paschen :

Pour qu'une multiplication électronique soit possible il faut que l'électron puisse gagner grâce au champ appliqué, une énergie au moins égale à l'énergie d'ionisation du gaz sur la longueur de son libre parcours moyen. Pour une distance inter-électrode fixe et un gaz donné, il faut appliquer une tension minimale pour que les collisions électroniques puissent augmenter le nombre de porteurs de charge. Cette tension s'appelle la tension de claquage. Elle dépend de la nature du matériau d'électrode, du gaz et aussi du produit $p \cdot d$ dont p est la pression du gaz utilisé et d est la distance inter électrodes.

Le produit ($p \cdot d$) dérive de la loi de Paschen énoncée en 1889 par Paschen (10). La courbe de Paschen présente une illustration de la dépendance de la tension de claquage en fonction du produit ($p \cdot d$). La tension de claquage notée V_{cl} pour allumer un plasma dépend du produit $p \cdot d$, de la nature du gaz, sa température. Les courbes de Paschen pour une température de 300K et pour plusieurs gaz atomiques sont présentés sur la **figure 4**.

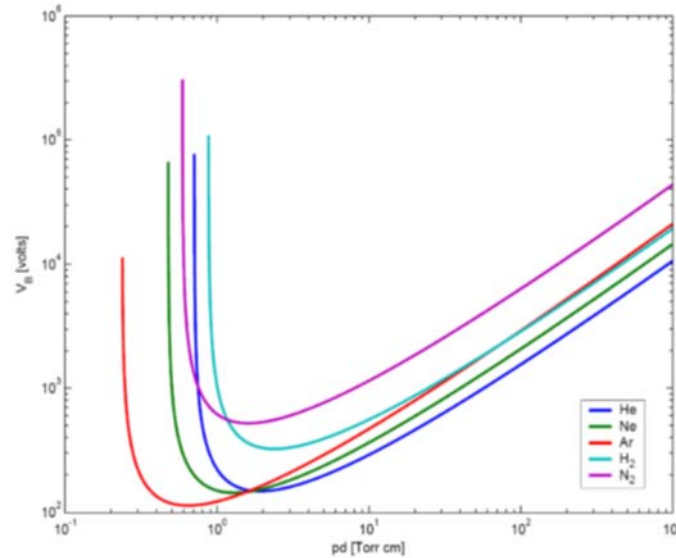


Figure 4 : Courbes de Paschen obtenues pour l'hélium, le néon, l'argon, dihydrogène et le diazote (11).

Nous pouvons remarquer sur **figure 4** qu'elle présente un minimum de tension qui correspond à la densité optimale de molécules présentes dans le gaz. Ce minimum de tension favorise le claquage du gaz pour une distance d donnée :

1. Avant ce minimum de tension : il y a peu d'électrons libres et leur libre parcours moyen n'est pas suffisant pour qu'ils acquièrent assez d'énergie pour ioniser le gaz. Pour initier une décharge il faut donc augmenter le champ électrique pour favoriser la probabilité d'ionisation lors d'une collision.
2. Après ce minimum de tension : à pression trop faible, il n'y a plus assez de collisions pour qu'il y ait l'effet d'avalanche. Bien que les électrons aient acquis suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz (2).

A.3 Type de décharge plasma :

A.3.1 Décharge filamentaire :

Dans les années 80, les premières études portées sur le phénomène filamentaire dans les DBDs étaient réalisés par Boyers et col (13). Ils regardèrent

expérimentalement des structures filamenteuses hexagonales. Lorsque la quantité de charge atteint 10^8 électrons, le champ devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué. Une fois ce champ établi, la zone de séparation de charge va pouvoir se propager en sens inverse des électrons, créant un filament appelé streamer. La zone de séparation de charge devient la tête du streamer. Les décharges filamenteuses dans les DBDs sont constituées de microcanaux qui changent dans l'espace et dans le temps et peuvent se former de façon désordonnée ou organisée.

A.3.2 Décharge homogène :

La décharge homogène comprend deux types de décharge : la décharge au mécanisme de Townsend et la décharge en phase luminescente. L'une des causes principales qui participe à basculer la décharge vers un régime inhomogène est l'accroissement de la puissance et/ou le taux d'impureté, La transition se fait alors vers le régime filamentaire (14).

B. Décharge à barrière diélectrique :

B.1 Définition d'une DBD :

Les premières décharges à barrières diélectriques (DBDs) ont été proposées par Siemens en 1857, elles servaient initialement pour la production d'ozone. Ce type de décharge a aussi été qualifiée de décharge silencieuse par Andrews et Tait dès 1860 (12). Une DBD est une décharge électrique créée à l'aide d'un courant alternatif appliqué aux bornes de deux électrodes, séparées par un matériau diélectrique, en présence d'un gaz atomique ou moléculaire. Le courant appliqué doit être suffisamment grand pour créer un champ électrique fort afin qu'un plasma se forme entre l'espace inter-électrodes.

B.1.1 Diélectrique :

Le diélectrique est un matériau isolant jouant le rôle important de capacitance en série. Il réduit le risque d'un passage vers un régime d'arc. L'accumulation des charges à sa surface entraîne une réduction du champ et une augmentation de la capacitance. Cela induit l'extinction de la décharge. Les matériaux utilisés comme barrière diélectrique sont le verre, le quartz, l'alumine ou des couches de polymères (15). La figure 4 présente des exemples de configurations d'électrodes pour des décharges DBD.

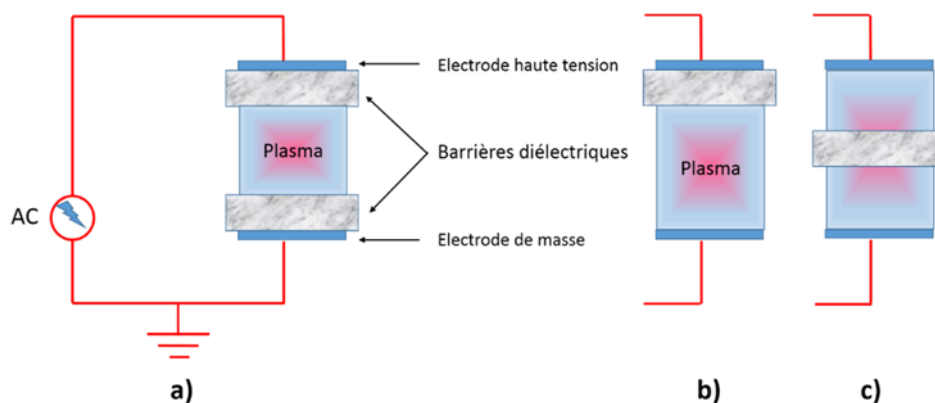


Figure 5 : Configurations d'une décharge à barrières diélectriques : a) double barrières diélectriques, b) barrière diélectrique à électrode, c) barrière diélectrique entre les électrodes (16).

B.1.2 Electrodes :

La géométrie des électrodes joue un rôle très important sur le diélectrique. Elle participe à la répartition du champ électrique inter-électrodes. Une géométrie déterminant un champ parfaitement uniforme est difficile à reproduire en expérimental, mais il est admissible d'adopter des arrangements des électrodes. Les configurations de la géométrie des électrodes nous permettent d'avoir : soit un champ électrique E uniforme qui entrainera un claquage de type Townsend, soit un champ électrique E non uniforme quand celui-ci est important au niveau de l'électrode de faible rayon, le claquage dans ce cas est de type streamer.

B.1.3 Les gaz étudiés :

Durant nos expériences pour étudier les propriétés de l'efficacité radiative de la décharge, deux gaz étaient utilisés. L'Argon étant un gaz très étudié dans la littérature et bon marché avec des attentes industrielles. Le deuxième gaz utilisé est le Krypton pour ses émissions importantes dans l'UV qu'on peut suivre dans l'IR à 762 nm. Les émissions dans l'IR permettent de suivre la population des états excités métastables de Krypton en ($Kr^*(^3P_{0,2})$), cette population est indirectement responsable de l'émission d'UV à 148 nm (17). Les ultra-violetts sont importants dans la lutte contre différents microorganismes.

Les gaz étudiés sont des gaz rares, ils sont chimiquement inertes car leurs dernières couches électroniques est pleine. Le changement de gaz plasmagène de l'argon vers le krypton a eu pour but d'étudier l'évolution de la structure de la décharge.

Le dispositif expérimental dont le spectromètre et la fibre optique ne sont sensible que pour détecter des longueurs d'onde supérieures à 250 nm. Il nous est donc impossible d'observer le premier continuum de l'argon, issu des niveaux vibrationnels élevés de $Ar_2[0u(^3P_1)]$ et $Ar_2[1u(^3P_2)]$ vers l'état fondamental $Ar_2[0g(^1S_0)]$, située à 110 nm. Pour la même raison, on ne peut pas observer les raies de résonance issues des états atomiques 1P_1 et 3P_1 de l'Argon, respectivement émises à 104,8 et 106,7 nm.

B.1.3.1 L'Argon :

Ce gaz est utilisé uniquement dans la partie expérimentale. L'Argon est le troisième gaz noble, dont la période est 8. Ce gaz est inerte et classé comme agent asphyxiant simple. L'étude du plasma d'argon sollicite donc l'utilisation d'un gaz de très haute pureté (99,9996%) afin d'éliminer les émissions par des impuretés, même si elles sont présentes à l'état de quelques p.p.m. Le choix de l'Argon a été motivé par plusieurs aspects :

1. L'argon est le gaz rare le plus abondant de l'écorce terrestre qui fait de lui un gaz économique.
2. Il est employé dans l'éclairage, puisqu'il ne réagit pas avec le filament de l'ampoule en le préservant de l'oxydation même à des températures élevées.

Les lampes à décharge remplies d'argon pur produisent une lumière violette pâle tirant sur le bleu lavande comme présenté sur la **figure 6**.

3. L'argon possède une tension de claquage faible qui nous permet d'effectuer avec notre dispositif expérimental des mesures pour un plus grand nombre de valeurs de distance inter-électrodes et de pression (18).

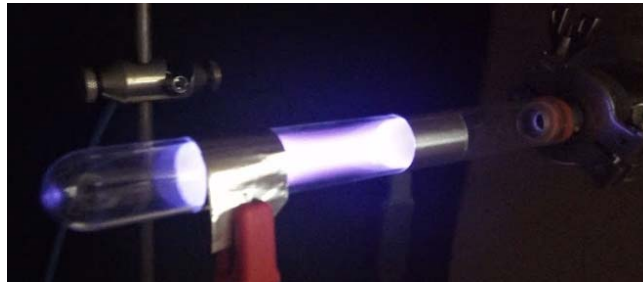
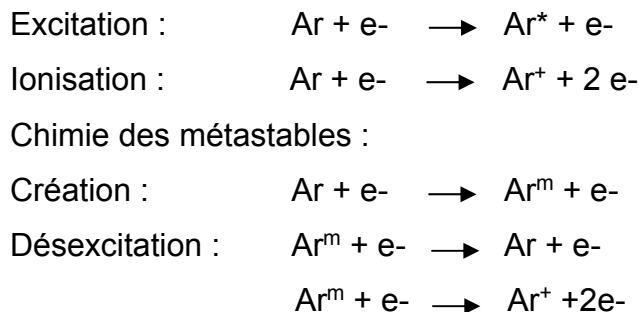
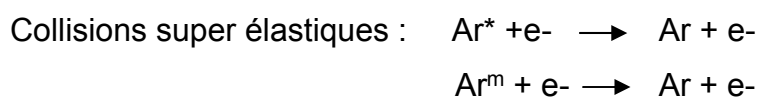


Figure 6 : Plasma d'argon dans la lampe β à un gap de 3cm.

Différents processus réactionnels peuvent avoir lieu dans une décharge plasma. L'ensemble des réactions qui peuvent avoir lieu dans la décharge argon est détaillé en dessous.



Il existe deux états métastables $^3\text{P}_2$ (1S5) et $^3\text{P}_0$ (1S3). Leur énergie est respectivement 11.55 eV et 11.74 eV. Ces deux états prennent part de manière importante aux processus réactionnels et énergétiques dans la décharge grâce à leurs durées de vies supérieures à une seconde.



La **Figure 7** présente le diagramme d'énergie potentielle de l'Argon. Les transitions radiatives et les transitions non radiatives (mettant en jeu les espèces métastables) sont montrées comme suit :

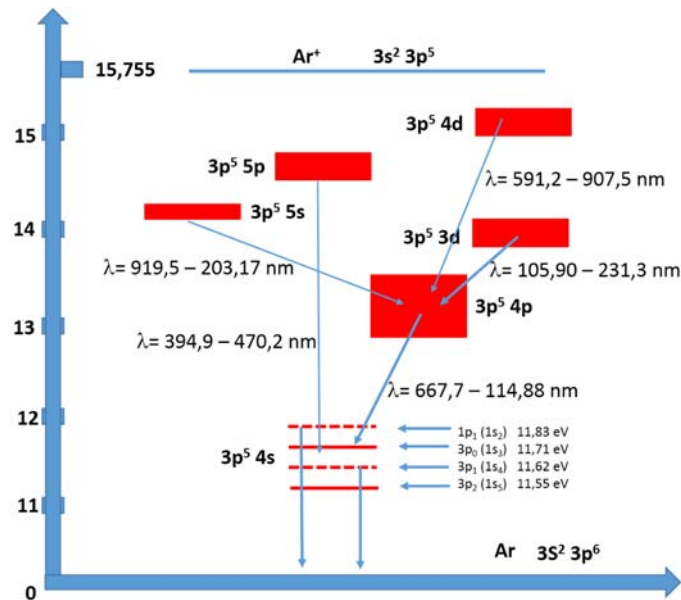


Figure 7 : diagramme d'énergie de l'Argon (19).

B.1.3.2 Le Krypton :

La configuration atomique de l'état fondamental du krypton est la suivante $1s^2 2s^2 2p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6$ (discuté en détail dans la partie simulation). La **figure 8** présente le plasma de krypton dans une lampe coaxiale et avec des électrodes transparentes.



Figure 8 : Plasma de Krypton dans la lampe β à un gap de 1 cm avec l'insertion d'électrodes transparentes.

B.2 Description d'une décharge plasma :

Dans une décharge plasma, trois phases sont présentes : décharge sombre, décharge lumineuse et arc de décharge.

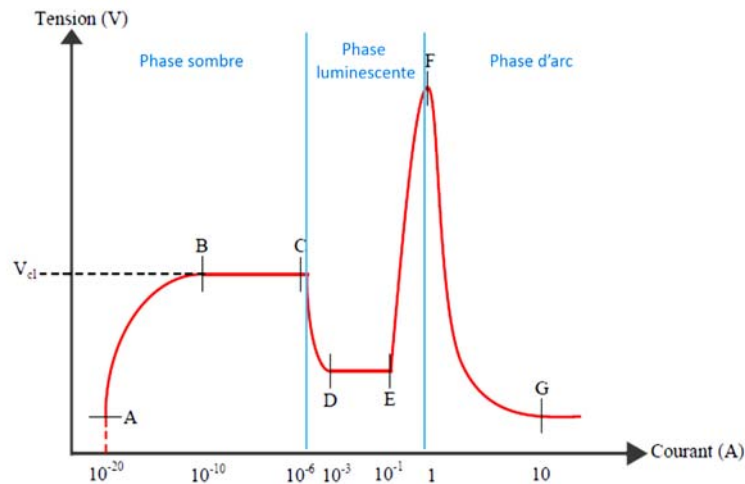


Figure 9 : Caractéristique tension-courant d'une décharge basse pression avec des électrodes de géométrie planes et parallèles (20).

B.2.1 Décharge sombre :

La décharge sombre se compose de deux régimes : le régime de décharge non autonome (AB), pour une tension appliquée inférieure à la tension de claquage du gaz utilisé V_{cl} les électrons sont accélérés par le champ électrique. Ils n'ont cependant pas assez d'énergie pour exciter et ioniser le gaz. Le régime de décharge de Townsend (BC), la différence de potentiel V a atteint la tension de claquage V_{cl} , la décharge est donc auto-entretenu au point B. Les électrons gagnent suffisamment d'énergie entraînant une émission secondaire à la cathode.

B.2.2 Décharge lumineuse :

Le champ électrique modifié par le courant de la décharge devient relativement élevé au point C, ce qui améliore la forte activité des processus collisionnels d'ionisation et d'excitation du gaz. En conséquence, une tension plus faible ($V < V_{cl}$) est nécessaire pour assurer l'auto entretien de la décharge. La décharge est plus lumineuse mais

ne recouvre pas la totalité de la surface des électrodes. Ce régime décrit la phase de décharge lumineuse subnormale (CD).

La tension restant constante et l'intensité lumineuse se rapproche de l'anode, cette phase décrit la décharge lumineuse normale (DE). La décharge est composée d'une distribution de couches sombres et lumineuses, représentées sur la **figure 10** de la cathode vers l'anode :

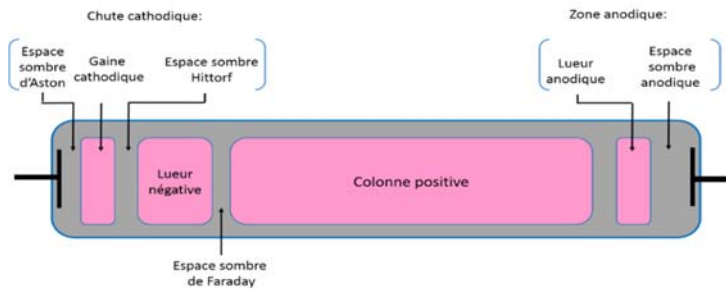


Figure 10 : Structure spatiale d'une décharge en régime lumineux normale (12).

La structure axiale d'une décharge lumineuse normale n'est pas homogène, elle est caractérisée par des régions sombres et lumineuses. De la cathode vers l'anode. Tout d'abord le champ électrique accélère les électrons sans collisions pour ensuite atteindre une région où la lumière est uniforme, c'est la lumière que l'on exploite dans les lampes à décharge. Finalement il y'a une augmentation des excitations et donc à une augmentation de l'émission (21).

B.2.3 Décharge d'arc :

La phase d'arc (FG) apparaît quand l'émission secondaire au niveau de la cathode est remplacée par d'autres émissions comme l'émission thermoionique, l'émission du champ, etc. La tension chute au début de cette phase et le courant augmente. Le maintien d'un régime d'arc impose également de fortes contraintes sur l'alimentation électrique qui doit pouvoir assurer la circulation de courants forts (22).

C. Mécanisme d'entretien d'une décharge et instabilités :

C.1 Entretien de la décharge :

La production en nombre suffisant d'électrons entre deux décharges afin d'amorcer la décharge sous faible champ permet de maintenir l'homogénéité de la décharge. D'après Massines et al (23) ce processus est intimement lié aux espèces métastables et à l'ionisation Penning selon le gaz utilisé. L'ionisation Penning est une auto-ionisation impliquant des espèces excitées et une cible atomique ou moléculaire, ce procédé fut inventé en 1927 par Frans Michel Penning (24). Cette interaction aboutit à une décharge de Townsend ou luminescente. Dans les gaz rares, un mélange de Penning (25) est essentiel à l'enclenchement et à l'entretien de la décharge.

Au niveau du gaz l'argon, dont le niveau d'énergie des métastables est 11,7 eV et 11,5 eV, il est important d'ajouter un gaz ayant un seuil d'ionisation plus faible comme le NH_3 (10,2 eV) pour obtenir l'ionisation Penning (25). La présence de métastables et d'impuretés permet la création d'électrons germe en quantité suffisante pour obtenir une décharge sous faible champ avec un claquage de type Townsend. L'activité régulière des métastables permet d'entretenir la décharge en fournissant un nombre d'électrons germes d'une décharge à la suivante.

Rappelons que la collision Penning donnera divers produits ioniques lorsque le potentiel d'ionisation de la particule cible est inférieure à l'énergie d'excitation de l'espèce métastable primaire. Les espèces communes capables d'induire l'ionisation Penning sont les atomes de gaz rares excités à leur premier niveau électronique qui est un état métastable (leur durée de vie est suffisamment longue de plusieurs secondes) pour les rendre capables d'ioniser lors de la collision de nombreux atomes et les cibles moléculaires (caractérisées par une énergie d'excitation élevée) (26).

C.1.1 Mécanisme de la décharge de streamer :

Le claquage de type streamer est beaucoup plus rapide que celui de Townsend. Il se produit quand l'avalanche électronique conduise à la formation d'un plasma entre l'espace inter-électrodes. Les charges positives et négatives vont par conséquent se séparer créant un champ opposé au champ extérieur d'où la modification du champ

électrique. En se basant sur le critère de Loeb et Meek (27), celui-ci est basé sur la formation d'électrons secondaires au sein du gaz et la création d'une charge d'espace importante. Quand le champ induit devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué, la zone de séparation de charge va pouvoir se propager en sens inverse des électrons, créant un filament appelé streamer. Le claquage streamer, la plupart du temps conduit à des décharges non-homogènes.

La **figure 11** montre les différentes étapes du claquage streamer, comme : 1) Avalanche électronique, 2) propagation de l'avalanche vers l'anode, 3) formation du streamer et propagation vers la cathode (ceci est causé par les avalanches secondaires), 4) formation d'un filament continu de plasma.

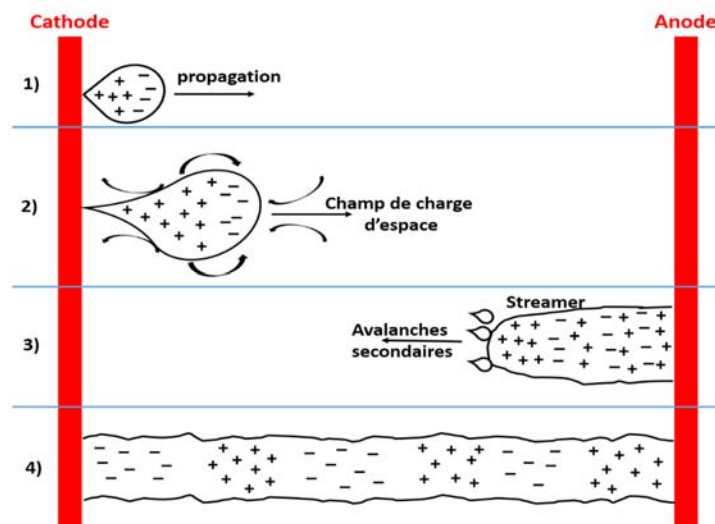


Figure 11 : Mécanisme de claquage de type streamer (3).

C.1.2 Instabilité dans les décharges DBD :

C.1.2.1 Les striations :

Les striations sont le signe de manifestation d'ondes et d'oscillations de l'ionisation. Cela est dû à une alternance entre des régions de prédominance de création d'électrons et des régions de prédominance de leurs pertes et non à une redistribution d'un nombre fixe d'électrons. Elles sont très fréquentes dans les plasmas mais pas toujours visibles. Abria (29) a publié pour la première fois la description du phénomène des striations. Les striations apparaissent fixes quand la décharge contient un matériel permanent de perturbations comme par exemple une

sonde a fort potentiel négatif ou plus simplement un changement brutal de la section du tube.

Les striations sont aussi considérées comme une forme particulière d'auto-organisation observés dans d'autres décharges dans diverses conditions (30). Ces modulations analogues ont aussi été observées depuis le milieu du XXe siècle dans des décharges radiofréquences (RF), mais dont l'origine restait inexpliquée (31). L'explication physique de cette apparence reste aussi pas bien comprise, malgré les enquêtes numériques (32).

Les résonances cinétiques expliquent l'existence de trois variétés de striations (s, r et p) à basse pression avec des chute potentielle sur la longueur des stries (33). Pour la première fois, l'auto-excitation des striations mobiles dans l'Argon à basse pression a été rapportée au niveau de la simulation 2D (34).

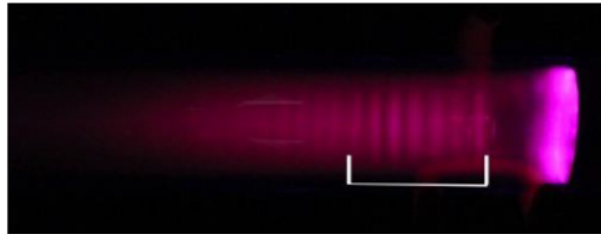


Figure 12: Image de stries dans un tube de 4.3 cm de diamètre 0.19 Torr (35).

C.1.2.2 Contraction de la colonne positive :

Le champ électrique dans cette partie de la décharge est relativement faible. Cependant, la valeur du champ est juste suffisante pour maintenir la colonne. La colonne positive se contracte très souvent quand le courant de la décharge augmente (36), et pour des produit $p \cdot d$ élevés (environ supérieurs à 100 torr.cm). Si la distance inter-électrodes diminue à pression constante, la colonne positive se restreint puis finit par disparaître, alors que les dimensions des autres zones de la décharge restent intactes. Pour qu'une contraction de la colonne positive puisse apparaitre, deux agents sont nécessaires :

1. La création des électrons : il doit y avoir des non linéarités dans la production des électrons permettant un accroissement plus rapide que l'ionisation à partir du fondamental.

2. La perte des électrons : la perte doit être de type recombinaison en volume et doit être suffisamment rapide pour que les électrons produits près de l'axe n'aient pas le temps de diffuser vers les parois.

D. Système du modèle cinétique temporel :

Le modèle cinétique temporel se place dans l'approximation du champ local. Le modèle est géré par trois principaux systèmes d'équations couplées :

1. Equation du circuit de la décharge.
2. Equation de Boltzmann.
3. Un système d'équations cinétique pour les espèces considérées.

Les taux de réactions des électrons sont introduits dans le modèle cinétique. Les systèmes 2 et 3 servent à obtenir la densité et la mobilité des électrons, qui sont utilisées pour déterminer la résistance du plasma dans le système 1. Ces trois systèmes du modèle sont nettement liés. La connaissance des sections efficaces de collision électron-atome ou molécule est nécessaire pour la résolution du système 2.

D.1 Equation de Boltzmann :

Il n'est pas évident de décrire le mouvement de chaque particule dans une décharge. Pour cela le transport des particules est décrit par l'équation de Boltzmann qui détermine la fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{t})$ des vitesses \mathbf{v} des particules au point \mathbf{r} de l'espace et à l'instant \mathbf{t} .

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + a \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad \mathbf{4}$$

$\frac{\partial f}{\partial t}$: représente le taux local de variation de f au point (r, v) en fonction du temps.

$V. \frac{\partial f}{\partial r}$: représente la variation de fonction à la suite de la diffusion des ions ou des électrons, la tendance du gaz à se relaxer vers un état d'équilibre.

$\alpha. \frac{\partial f}{\partial v}$: représente l'action des forces extérieures sur les particules, α étant l'accélération des forces extérieures dues à l'action des champs électrique et magnétique.

$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$: représente la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les neutres. C'est-à-dire la redistribution des ions ou des électrons dans l'espace des vitesses sous l'effet des collisions.

L'équation est composée de quatre termes :

1. Le terme de diffusion spatiale qui fait tendre le système vers son état homogène.
2. Le terme des forces extérieures sur les particules.
3. Le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$ représente l'effet des collisions de l'espèce considérée avec les atomes ou molécules neutres dont la fonction de distribution est Maxwellienne.

En résolvant l'équation de Boltzmann, une description complète des phénomènes de transport serait obtenue. Mais étant donné que la résolution de l'équation est très coûteuse en termes de temps et de complexité des systèmes, une description d'un plasma au voisinage d'un point à un temps donné a été élaborée. Il faut alors décrire l'état énergétique des particules, plus précisément leur distribution en vitesse. La fonction de distribution établit le nombre moyen de particules de type s et de masse m_s , qui se trouvent dans un volume élémentaire dr^3 autour d'un point r dont les extrémités de la vectrice vitesse se trouvent dans un volume de l'espace des vitesses dv^3 autour du point v , et à l'instant t . A l'équilibre thermodynamique, la fonction de distribution de vitesse est maxwellienne (9) :

$$f_s(r, v, t) = n_s(r, t) \left(\frac{m_s}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_s v^2}{2k_B T}\right) \quad \mathbf{5}$$

Où $n_s(r, t)$ la densité de la particule de type s autour du point r et à l'instant t , k_B est la constante de Boltzmann, T est la température.

Dans les plasmas froids hors équilibre thermodynamique, la fonction de distribution n'est pas maxwellienne. Elle sera calculée à partir des méthodes de simulation. De la fonction de distribution, peuvent être déduites les variations spatio-temporelles des grandeurs macroscopiques moyennes dont la vitesse, l'énergie et la densité ...etc. ces grandeurs sont obtenus par la résolution de l'intégrale suivante tel que χ est la grandeur moyenne voulue :

$$\chi_s(r, t) = \frac{1}{n_s(r, t)} \int_v \chi_s \cdot f_s(r, v, t) d^3v \quad \mathbf{6}$$

Ainsi peuvent être également déduites, les fréquences moyennes des différents processus de collisions (fréquence d'ionisation, fréquence d'excitation, d'échange de quantité de mouvement...). La densité des particules est obtenue par intégration de la fonction de distribution sur le volume.

$$n_s(r, t) = \int_v f_s(r, v, t) d^3v \quad \mathbf{7}$$

Quand la décharge contient des particules chargées plus précisément la décharge luminescente ou le champ électrique est distordu sous l'effet de la charge d'espace. Ces modifications dans le champ font évoluer la fonction de distribution par son terme des forces extérieures. Il est alors nécessaire de coupler la résolution de l'équation de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson qui détermine le champ E .

$$\nabla E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad \mathbf{8}$$

Où les densités d'ions positifs et d'électrons n_i et n_e . Le terme $(n_i - n_e)$ est obtenu en intégrant dans le temps les flux de particules chargées vers la surface diélectrique c'est la charge du diélectrique en surface. L'équation de Poisson prend en

considération la permittivité relative du milieu et la discontinuité. L'équation de Poisson est en fait résolue pour le potentiel V défini par l'équation en dessous.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V \quad 9$$

L'équation de Boltzmann couplée à celle de Poisson forme un modèle auto-cohérent de la décharge. Les sections efficaces sont les seules données nécessaires pour chaque type de collisions.

D.1.1 Approximation du champ local :

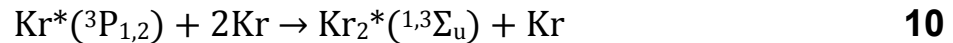
Le présent modèle utilisé dans cette thèse se place dans l'approximation du champ local : les électrons sont en équilibre avec le champ électrique et la fréquence d'ionisation est une fonction du champ électrique local. Le modèle repose sur les hypothèses suivantes :

1. Le processus de génération de particules chargées (électrons, ions, atomes ionisés) est l'ionisation directe par impact électronique.
2. L'équation d'énergie est remplacée par l'approximation du champ local, cela signifie que le gain d'énergie dû aux champs est compensé localement dans le temps et dans l'espace par les pertes d'énergie dues aux collisions (37). Cette approximation est connue sous la nomination d'équilibre local entre gain et pertes d'énergie ou de quantité de mouvement électroniques. Ceci permet en particulier de supposer que le coefficient d'ionisation, les fréquences de collision et d'ionisation, les mobilités ne dépendent que du champ local sans avoir à résoudre l'équation d'énergie électronique. La fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit $E(r,t)/N$ où N est la densité totale du gaz.

D.2 Formation des excimères :

Les excimères sont des complexes de molécules qui n'existent que dans des états électroniques excités (en anglais excited-dimer). Les excimères les plus connus sont

formés par l'association de deux atomes des gaz rares à l'état excité, dans notre cas on cite les excimères du Krypton Kr_2^* . Les excimères peuvent être détecté dans certains spectres d'émission, particulièrement dans les spectres de fluorescence. Malgré leur courte durée de vie, les excimères sont responsables de nombreux effets photo physiques et photochimiques (38). Les excimères sont formés par l'état métastable et aussi l'état résonant comme montré sur la réaction suivante :



Les deux aspects principaux des excimères sont :

- Leurs courtes durées de vie.
- Leurs désactivations (quenching) conduit à l'émission d'un photon quasi monochromatique dans l'UV ou le VUV selon le gaz utilisé.

D.2.1 Spécification des états métastables et résonants :

La désexcitation des états dits résonants et métastables font partis des états responsables des émissions UV ou VUV. Les états résonant et métastable sont produits directement par collisions électroniques avec les atomes du gaz, de même par désexcitation d'états d'Argon et de Krypton de niveaux d'énergie supérieure.

1. État métastable : est un état d'énergie dans lequel l'atome peut perdurer pendant un temps relativement long (par rapport aux échelles de temps atomiques).
2. Etat résonant : est un état excité qui se désexcite spontanément que vers le niveau fondamental, la désexcitation entraine l'émission d'un photon dans l'UV.

D.2.2 Processus d'émission des UV/VUV via les excimères :

Plusieurs processus participent pour aboutir à l'émission de photons UV/VUV. Les réactions essentielles sont dérivées des modèles cinétiques simplifiés (39) (40). La création des états métastables (3P_2) et résonants (3P_1) et leurs pertes par phénomène de désactivation (quenching) joue un rôle essentiel dans le processus de ces émissions.

Il existe deux principaux processus conduisant à la formation de molécules excimères : un processus collisionnel direct basé sur l'excitation électronique des métastables et un processus collisionnel indirect basé sur un enchaînement de réactions (ionisation simple par collision électronique, création d'un ion moléculaire et recombinaison dissociative).

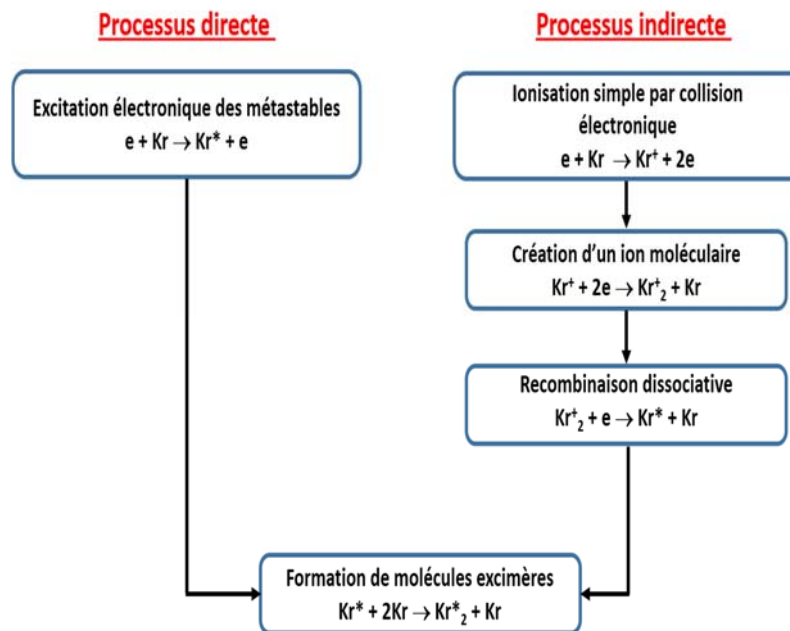


Figure 13: Sources de rayonnement UV et VUV (12).

Les excimères sont des molécules diatomiques qui ne peuvent se trouver de façon naturelle, elles sont créées dans les laboratoires sous certaines conditions. Ces molécules sont conçues à partir des états métastables et résonants, elles se relaxent ensuite vers un état dissociatif en émettant une longueur d'onde dans l'UV. Les émissions d'un gaz rare observées dans l'intervalle de longueurs d'onde enregistré entre 105 et 200 nm résultent des transitions moléculaires depuis les états (I_u) et (O_u^+) vers l'état fondamental (O_g^+). Les états moléculaires excités des excimères sont notés : I_u , I_g , O_u^+ , O_g^+ . Les UVs sont exploités dans le vide uniquement, ces

rayonnements ne peuvent se propager dans l'air car ils seront immédiatement absorbés par l'oxygène moléculaire (41).

D.2.3 Travaux déjà réalisés :

De nombreux chercheurs ont étudié de nouvelles sources efficaces de rayonnement UV et VUV basées sur les émissions des excimères ou d'exciplexes excités par les DBDs, la modélisation était mise en œuvre pour les différentes configurations de DBDs et le phénomène du diélectrique, qui étaient représentées dans les modèles par des capacités électriques analogues.

Les gaz rares contiennent pour des pressions supérieures à quelques Torr, des molécules à l'état de base, appelées dimères. Elles sont créées à la suite de l'interaction entre un atome à l'état fondamental 1S_0 et un atome excité, qui sont reliés par les forces de Van der Waals (42). La radioluminescence présente un bon moyen pour étudier les états excités créés par les rayonnements ionisants dans les gaz rares. Henck (43) et son équipe ont réalisés des analyses théoriques et expérimentales de la luminescence de l'argon induite par des particules α sur la nature de l'évolution des états atomiques excités dans l'argon. La détermination de la courbe d'énergie potentielle du dimère d'argon Ar_2^* est référée dans les travaux d'Aziz et Castex (44), (45). Cet état faiblement lié possède un puit de potentiel peu profond et égal à 100 cm^{-1} .

Liu et Neiger (46) ont proposés un modèle électrique d'une DBDs sous une tension d'excitation arbitraire. Valdivia-Barrentos (47) et al ont utilisés le concept de Liu et Neiger pour simuler le modèle pour différentes fréquences de fonctionnement, le pouvoir de prédiction dans ce cas se concentre sur le comportement électriques de la configuration DBD cylindrique. Pal et al (48)-(49) ont proposés une approche de modélisation électrique pour l'analyse d'une DBD coaxial à base d'argon. Les DBDs dans l'argon étaient aussi étudiées à l'aide du modèle bidimensionnel 2D (50), ce modèle a permis d'analyser l'influence des paramètres de décharge sur la structuration spatiale du plasma. Akashi et al (51) ont également montré, au moyen d'une modélisation bidimensionnelle 2D d'une DBDs à pression atmosphérique, que la diminution de l'émission d'électrons secondaires entraîne une diminution du nombre de filaments et une augmentation de la densité électronique.

Bogaerts et al (52) ont utilisés un modèle collisionnel-radiatif pour l'argon afin de calculer le spectre d'émission optique des raies atomiques de l'argon dans une décharge luminescente. Il a été démontré que les raies correspondant aux transitions dans l'IR $4p \rightarrow 4s$ dominant clairement le spectre. Elles ne sont toutefois pas responsables de la lumière visible caractéristique de la décharge luminescente. Lisovski et al (53) ont modulé une décharge pulsée à haute pression dans l'argon pour suivre son développement.

Le modèle homogène est un modèle temporel et spatialement homogène, il contient la physique essentielle pour prédire les conditions de fonctionnement optimales et examiner les paramètres électriques et les caractéristiques chimiques de la DBDs à haute pression. Même si d'autres phénomènes peuvent avoir un rôle important comme par exemple : l'émission secondaire électronique (par impact de photons ou de métastables), l'effet Penning ou la photo ionisation. Ce profil de phénomènes ne rentre pas dans le cadre de ce travail.

E. Applications des plasmas :

Le plasma émet un rayonnement sur une large gamme de longueur d'onde, allant des VUV à l'IR (54). Dans cette thèse, le rayonnement UV artificiel des lampes est abordé. L'une des applications des procédés plasma est, entre autre, la production de rayonnement UV-C pour la décontamination des surfaces et des liquides. Le rayonnement plasma peut aussi servir dans l'excitation des luminophores (UV) dans les lampes fluorescentes et les écrans à plasma, la dépollution et la stérilisation en plasma de médecine. Le rayonnement plasma peut être considéré comme sources pour la lithographie extrême UV, source d'éclairage : lampes HID (arc avec iodures métalliques), et comme sources laser UV (excimères, exciplexes : inversion de population).

Les DBDS sont étudiées dans d'autres domaines qui concernent les applications biomédicales. Des efforts récents sont notables en matière d'inactivation des bactéries par des plasmas à basse pression (55) : stérilisation, traitements de tumeurs, chirurgie assistée par plasma avec la soudure de tissus sans sutures pourraient être très envisageable dans un avenir proche (56) (cicatrisation).

Les DBDs sont notamment utilisées dans les applications environnementales dont la production d'ozone, la destruction de NOX, la production alimentaire dont l'utilisation de plasma pour stériliser les emballages permettra d'obtenir des aliments plus sûrs grâce à une durée de conservation plus longue (55).

E.1 Domaine biomédicale thérapeutique :

Depuis quelques années, des avancées considérables sont réalisées sur les applications des plasmas dans le biomédicale. Ces applications concernent la stérilisation, la décontamination (57), l'ingénierie des tissus et les biomatériaux. Les applications thérapeutiques des plasmas ont connu un développement croissant au fil des années, ce domaine d'application est appelé médecine plasma (1). Les excilamps sont des sources efficaces de rayonnements UV et VUV. Ils sont basés sur la formation d'espèces excitées, telles que les excimères des gaz rares. Ces UV-VUV contribue dans de nombreuses applications comme la prévention du développement de bactéries sur des organes opérés, les soins sur des plaies persistantes ou des ulcères, la médecine régénérative ou le traitement de tumeurs (6) - (1). Laroussi (1) démontre que les UVs inactivent la bactérie que si leurs longueurs d'onde se situe dans la "gamme germicide" (220 nm à 280 nm) et sa dose (exprimée en watts.s/cm^2) est assez élevée. Par conséquent, si l'UV généré par le plasma ne satisfait pas ces conditions, le rayonnement UV n'aura pas un effet prononcé. Le concept d'inactivation ou de destruction d'une population n'est pas absolu. C'est parce qu'il est impossible de déterminer si et quand tous les micro-organismes des échantillons traités sont complètement détruits.

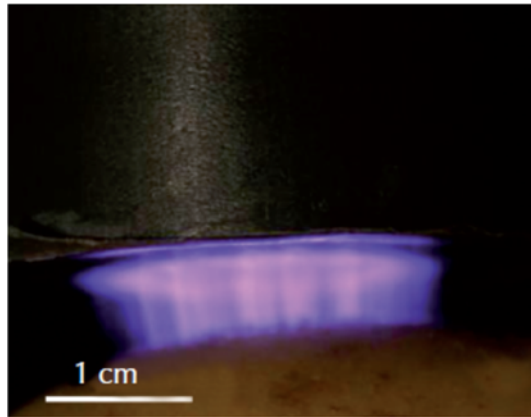


Figure 14: Décharge à barrières diélectriques à électrode flottante dans l'air, avec gap de 4 mm (sous 20 kV à 1 kHz) (GREMI Orléans, France) (10). La surface à traiter est en dessous de la décharge.

E.1.1 Production des UVs :

Le rayonnement UV est connu pour être germicide depuis longtemps, pour cela le traitement de l'eau par ozone est de plus en plus oublié pour faire place au traitement de l'eau par les rayons ultraviolets. Les UVc plus particulièrement ont pour propriété de bloquer la duplication de l'ADN, et donc inactivent les germes pathogènes (58). Les UVs sont généralement produit par des lampes à espèces excités, excimères ou exciplexes. Les lampes à excimères sont des sources efficaces de rayons ultraviolets UV ou VUV générés par des dimères de gaz et les halogénures de gaz rares (59). Et cela afin de remplacer les lampes à base de mercure qui permettent d'émettre de l'énergie sur un très large spectre de longueurs d'onde en raison de leurs grandes toxicités. Le mercure (Hg) a été classé parmi les dix premiers produits chimiques présentant un risque majeur pour la santé publique et dont l'organisation mondial de la santé (OMS) a interdit son utilisation. Le rayonnement UV dans la gamme de longueur d'onde 200 - 300 nm avec des doses de plusieurs milliwatt-secondes par centimètre carré sont connus pour causer des dommages mortels aux cellules. La dénaturation de l'ADN est parmi un des effets des UV sur les bactéries. Elle permet d'inhiber la capacité de la bactérie à se répliquer correctement (60).

E.2 Domaine de l'éclairage :

L'objectif de ce domaine d'application est la production de lumière visible via les émissions des DBDs, et cela dans les lampes fluorescentes avec ou sans mercure et les panneaux à plasma. La conception de ces lampes est très simple en partant du principe que les lampes à excimère émettent des UVs, l'utilisation de luminophores sous forme de poudre convertit ses UVs en lumière visible qui sera utilisé pour l'éclairage, la photocopieuse ou le scanner. Le choix de la lumière de l'éclairage dépend du mélange des luminophores.

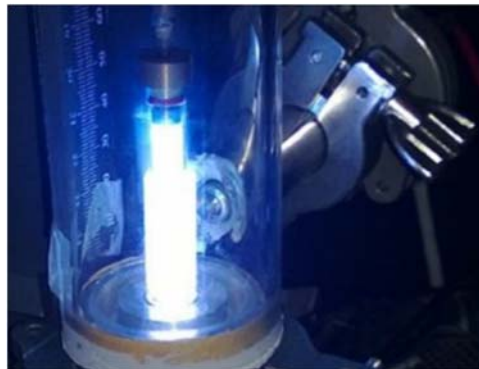


Figure 15: Tube fluorescent commercial (revêtu à l'intérieur avec des luminophores) disposés autour d'un tube à décharge en silice. Une lumière visible intense est émise par les luminophores (61).

Au cours des dernières années plusieurs designs de conceptions de lampes à géométries différentes sont mis en jeu (62) (63) (64). Les décharges dans le Xénon par exemple produisent une quantité de lumière suffisante pour l'éclairage, cependant leurs efficacités demeurent inférieures par rapport aux lampes fluorescentes à vapeur de mercure, c'est pour cette raison que les DBDs sont plus souvent utilisés pour d'autres applications que l'éclairage comme par exemple la production des UVs pour les traitements dermatologiques, la stérilisation de l'eau et les procédés de gravure pour la microélectronique (4). Et dans des applications relativement récentes comme la photobiologie, la photo médecine, le nettoyage d'électrode.

F. Conclusion :

Les plasmas froids appartiennent à ces domaines où chaque nouvelle application ouvre d'elle-même de nouveaux portails. Mis en perspective avec les différents éléments théoriques qui échappent encore à la recherche, la majorité de ces avancés n'est manifestement qu'au début et promet bien des futurs progrès. Les plasmas se caractérisent par l'auto entretien. L'auto entretien dans les plasmas est un phénomène de structuration dont une partie de dissipation d'énergie sert à maintenir la structure. L'auto-organisation est une propriété émergente majeure qui se trouve dans notre décharge sous forme de striations et parfois d'apparition de filaments. Entre autre la modélisation nous a permis de comprendre les phénomènes physiques prépondérants pendant le fonctionnement de notre décharge. Ces phénomènes sont très importants parce qu'ils nous permettaient de susciter les bonnes conditions de production d'UV où l'efficacité lumineuse est maximale.

II. Chapitre : Matériels et méthodes

- La caractérisation et l'étude des apparences physiques dans la décharge plasma peut se faire expérimentalement ou par la modélisation. L'expérimental est confronté par de grandes difficultés techniques et financières. Sur ce chapitre nous décrivons les outils utilisés durant la manipulation du plasma. Quant à la modélisation, celle-ci est conférée par des limites de calcul, la prédiction des phénomènes se fait grâce à des approximations. Nous décrivons également sur ce chapitre les équations utilisés dans le model ainsi que les paramètres d'entrée.

A. Dispositif expérimental :

Cette partie décrit les différents éléments du dispositif expérimental (sources plasmas, circuit et nature du gaz) utilisés pour la génération du plasma et le diagnostic de la décharge étudiée au cours du déroulement de la thèse.

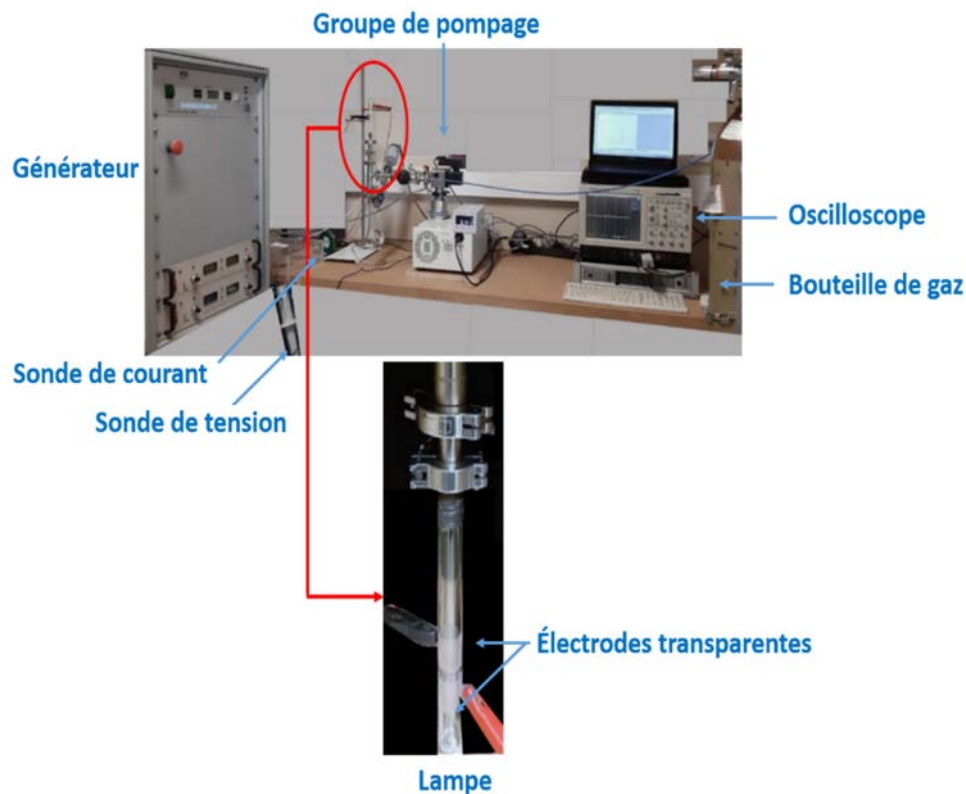


Figure 16: Photographie générale du banc expérimental.

Le dispositif expérimental de la **figure 16** comprend d'une part, le matériel utilisé pour générer le plasma (source plasma, gaz, alimentation électrique) et d'autre part, les outils de diagnostics mis en place pour caractériser la lampe.

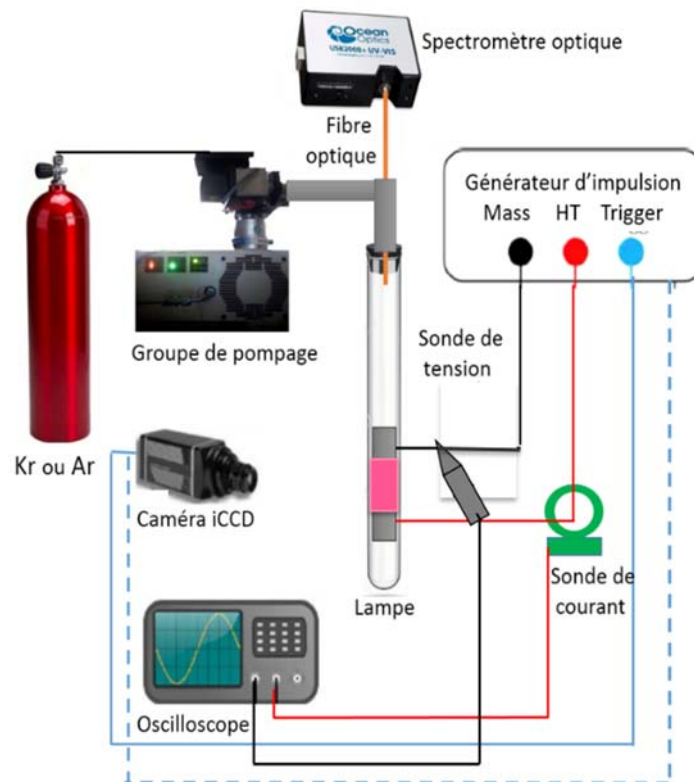


Figure 17: Dispositif expérimental.

Ces derniers sont répartis en deux catégories représentées sur la **figure 17** :

- Outils de diagnostics électriques (sonde de tension, sonde de courant, oscilloscope).
- Outils de diagnostics optiques (caméra iCCD, spectromètre et fibre optique).

A.1 Alimentation électrique :

L'alimentation est de type impulsionnel haute tension. Elle délivre un profil carré symétrique capable de fournir une tension maximale de 3 kV à une fréquence allant de 10 kHz jusqu'à 100 kHz. Le générateur était recouvert d'une toile métallique jouant le rôle d'une cage de Faraday durant toute la manipulation. Composée d'un maillage d'un mélange de polyester, cuivre et nickel, La toile sert à isoler le générateur afin d'éviter la propagation des ondes électromagnétiques parasites sur les outils de diagnostic environnants.

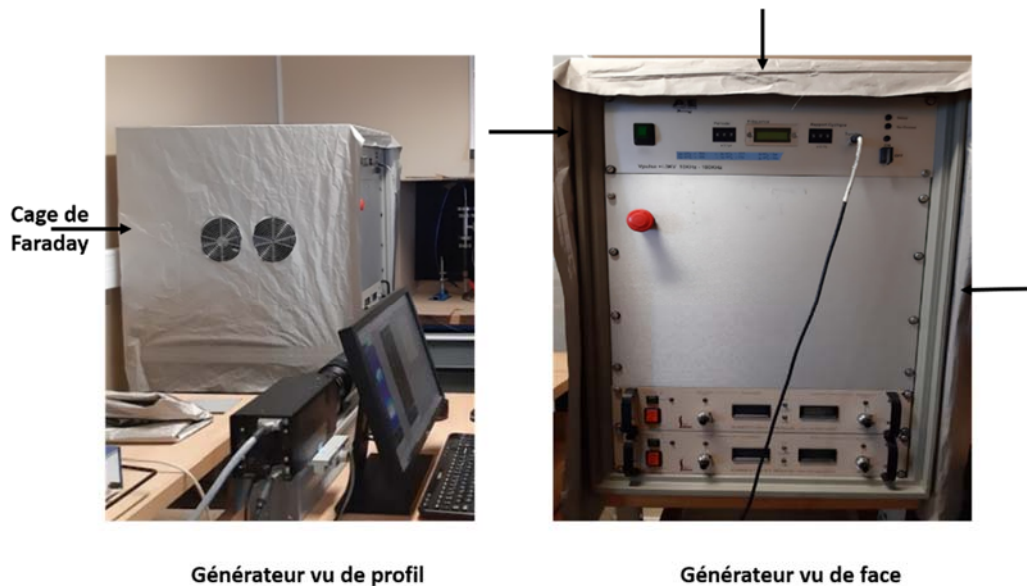


Figure 18 : Photos du générateur couvert avec la cage de Faraday, à gauche vu de profil et à droite vu de face.

A.2 Dimensions des tubes plasma :

La source plasma utilisée dans ce travail est une lampe en verre borosilicate présentant une géométrie cylindrique. Le choix du verre repose sur son caractère isolant, sa dureté ainsi que son aspect inerte.

Durant les expériences, deux lampes ont été utilisées, notées α et β respectivement. Les dimensions de ces deux sources sont :

- La lampe α mesure 100 mm de longueur et à un diamètre externe de 10 mm. L'épaisseur du verre est de 1 mm. Un joint d'étanchéité en caoutchouc est situé à l'extrémité de la source permettant de connecter la lampe au réacteur.

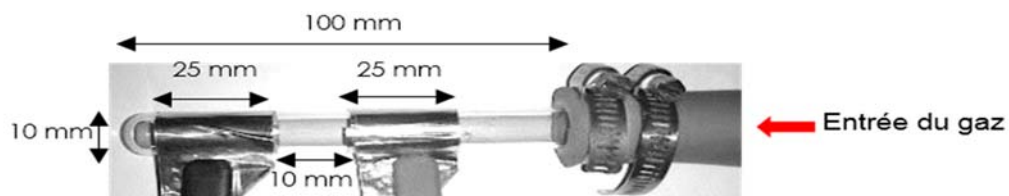


Figure 19: Photographie de la lampe α .

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

→ La lampe β fait 200 mm de longueur et à un diamètre externe de 20 mm. L'épaisseur du verre est de 1 mm. Le tube en verre est emboîté sur un raccord à bride en inox. La fixation de la lampe est assurée par un joint torique en polymère (joint viton) et de la colle Araldite (bonne tenue à la pression).

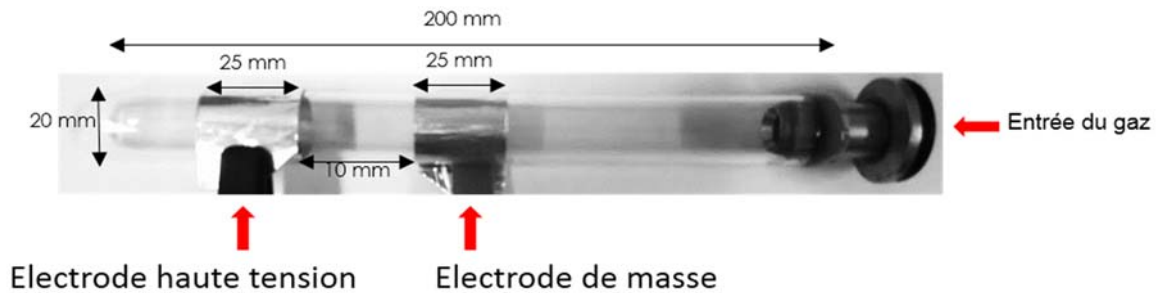


Figure 20: Photographie de la lampe β .

Dans les deux cas, les électrodes sont en aluminium (Scotch 3M, tape 425, épaisseur 120 μm). Tel qu'illustré sur les **figures 19** et **20**, l'électrode haute tension est placée à l'extrémité du tube et est espacée de l'électrode de masse, placée en amont, d'une distance inter-électrode d pouvant varier de 10 à 50 mm.

Les deux électrodes sont positionnées à l'extérieur de la lampe pour diminuer leur détérioration et pour avoir une accessibilité des électrodes s'il est nécessaire de les remplacer. Durant cette étude la lampe α fut le premier prototype utilisé avec une distance inter-électrode de 10 mm. Les premières mesures par spectroscopie d'émission optique ont mis en évidence la présence de contamination du gaz plasmagène par l'air ambiant dans la lampe α . Ce problème a été résolu dans la lampe β (cf partie résultat), qui a par conséquent servi pour l'ensemble de l'étude menée dans cette thèse.

A.3 Fonctionnement en statique :

Le circuit d'injection du gaz permet le remplissage de la lampe. Il est muni d'une jauge de pression afin de contrôler la pression du gaz injectée, en amont desquelles se trouvent la bouteille de gaz munie d'un manodétendeur. Une pompe primaire et une pompe turbo moléculaire sont intégrées à un bâti de pompage pour permettre

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

l'évacuation du gaz à une pression limite de $2,5 \cdot 10^{-5}$ mbar. Le système de pompage et le tube dans lequel est créé le plasma sont séparés de trois vannes (cf **figure 21**). Une vanne quart de tour permet de garantir le passage d'un flux constant de gaz. Une vanne d'équerre manuelle est utilisée pour introduire un flux de gaz dans l'enceinte jusqu'à atteindre la pression de consigne. Une vanne pneumatique raccordée directement au bâti de pompage, qui permet l'évacuation du gaz de l'enceinte. Avant d'appliquer une tension aux électrodes et de créer le plasma, une dizaine d'injection/évacuation du gaz était réalisée afin de garantir l'absence de traces résiduelles d'air ambiant dans la décharge.

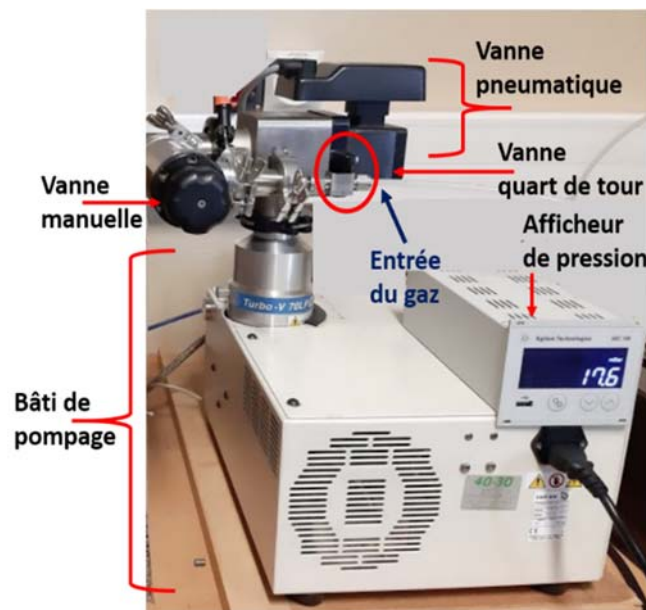


Figure 21: Photographie des trois vannes raccordées au bâti de pompage.

B. Diagnostics électriques et optiques :

B.1 Oscilloscope :

Un oscilloscope (Tektronix, TDS7104 Digital Phosphor) a été utilisé durant ce travail pour visualiser les signaux électriques. Il possède une bande passante de 1 GHz, et une fréquence d'échantillonnage maximale de $10 \text{ GS} \cdot \text{s}^{-1}$.

La sonde haute tension Tektronix P6015A utilisée durant ces mesures, peut mesurer des tensions allant jusqu'à 20 kV en valeur efficace. Sa bande passante est de 75

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

MHz, sa capacité est de 3 pF et elle possède un coefficient d'atténuation de 1000. La sonde se compose d'un corps principal ayant une résistance de 100 MΩ en parallèle avec une capacité de 3 pF et d'un adaptateur (Tektronix, TCA- 1MEG) ayant une bande passante de 500 MHz, permettant d'adapter l'impédance d'entrée d'une voie de l'oscilloscope pour l'élever à 1 MΩ, comme la sonde de tension le requiert.

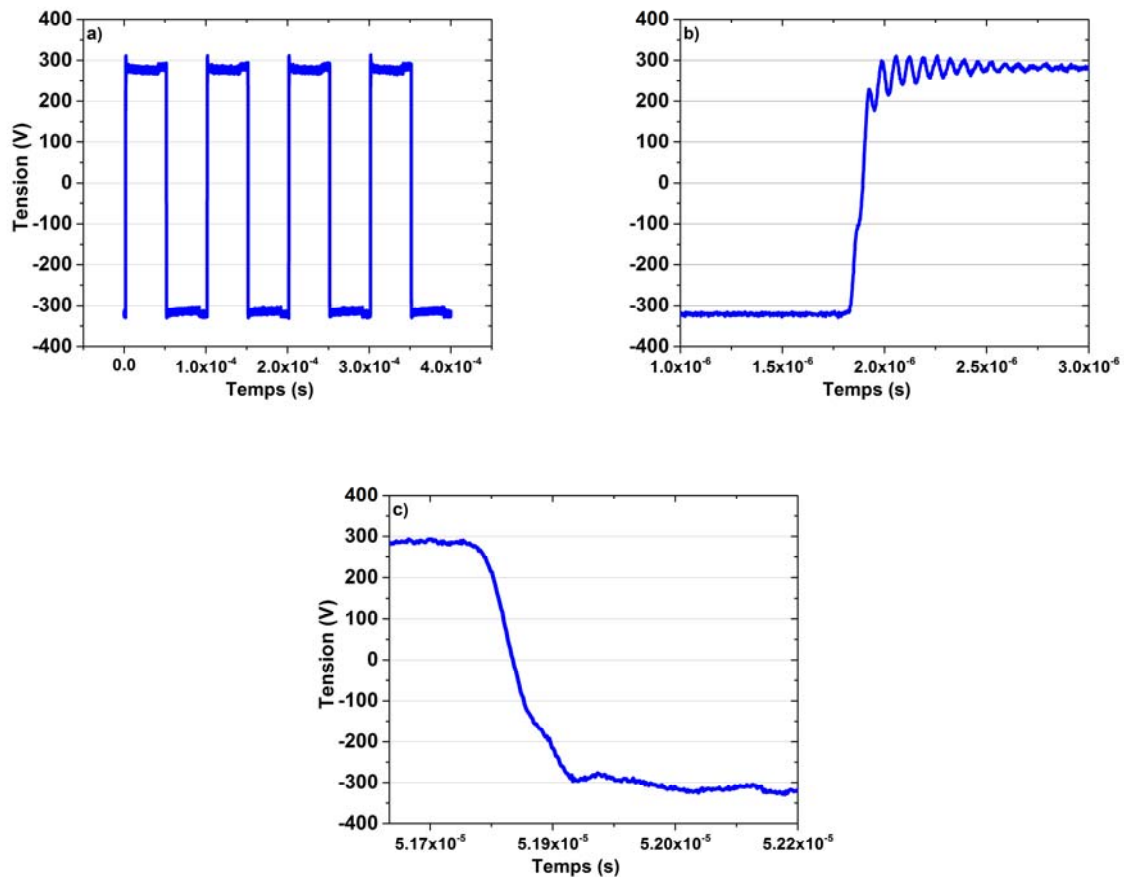


Figure 22 : Signal de tension mesuré aux bornes de la décharge pour une tension de 3.5 kV a) sur quatre périodes, b) zoom sur le front montant, c) zoom sur le front descendant de l'impulsion, lorsque le plasma est allumé.

La sonde de courant utilisée est le modèle 6585 de la marque Pearson Electronics. Le câble reliant le générateur à l'électrode HT traverse la sonde de courant en son centre. Le passage d'un flux d'électrons à travers le câble crée un champ électromagnétique. La sonde de courant mesure l'intensité de ce champ et la convertit en une tension proportionnelle au courant traversant le câble d'alimentation. Sa bande passante est de 200 MHz (gain de 1 volt par ampère).

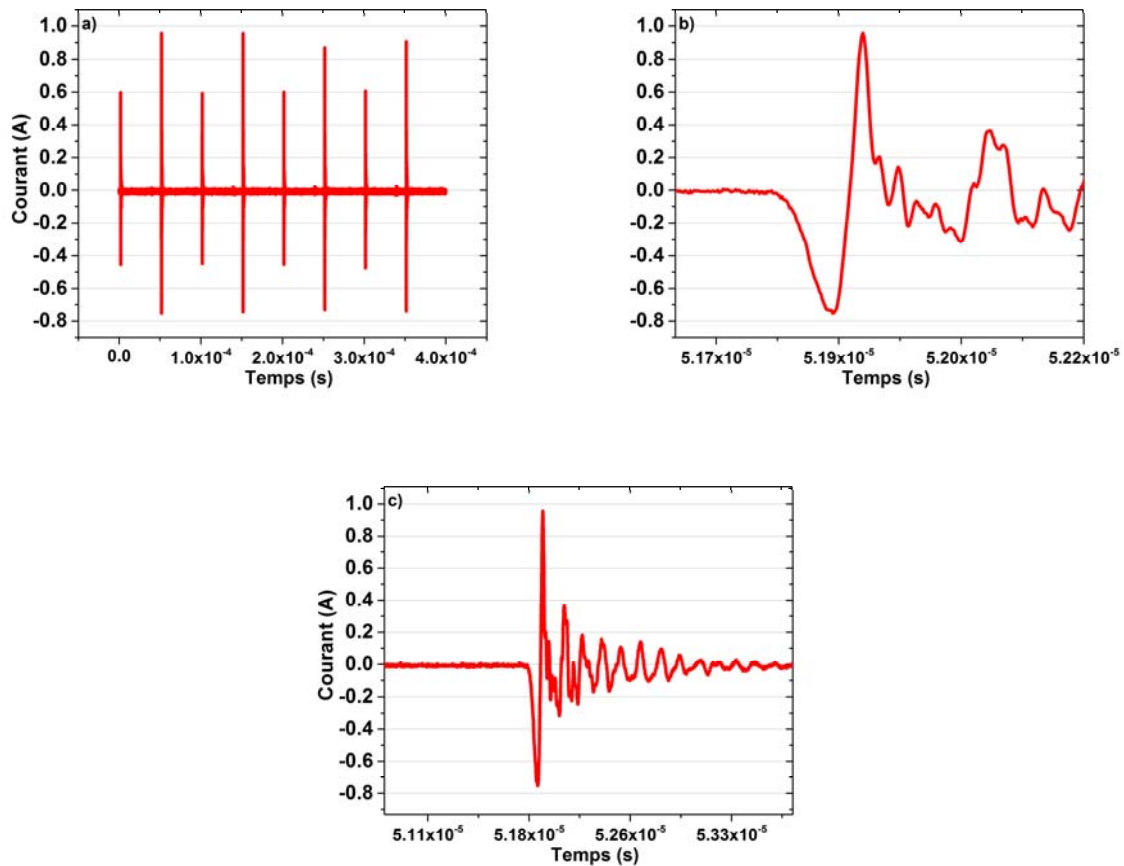


Figure 23 : a) Mesure du courant de la décharge sur quatre périodes, b) zoom sur le front montant de l'impulsion, C) zoom sur le front descendant de l'impulsion, lorsque le plasma est allumé.

B.2 Spectroscopie d'émission et fibre optiques :

Les spectres optiques sont les résultats obtenus avec un spectromètre optique. Dans ces travaux les spectres ont été obtenus en utilisant un spectromètre (Ocean Optics, HR2000+) fonctionnant dans la gamme des longueurs d'ondes de **200 à 1100 nm** et offrant une résolution de **0,35 nm**. Le spectromètre est couplé à une fibre optique (Ocean Optics, SR600) de diamètre **600 μm** . Les spectres optiques sont donc des spectres intégrés sur des temps allant de **100 à 600 ms**, moyennés sur **2000 à 12000** décharges successives respectivement. La fibre optique est raccordée avec un passage sous vide pour capter la lumière du plasma à des longueurs d'onde

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

inférieures à **380 nm**, soit la longueur d'onde de coupure du borosilicate. Le spectre obtenu, est une représentation graphique du flux lumineux en fonction des longueurs d'ondes composant la lumière analysée. L'identification de ces émissions permet de caractériser et d'étudier le phénomène.

B.3 Imagerie iCCD :

La camera iCCD (intensified Charge Coupled Device) utilisé dans cette étude (Princeton Instruments PI-MAX) a une résolution de 1024*1024 pixels. L'intensificateur RB (Red-Blue) permet d'obtenir une gamme de longueur d'onde mesurable par la caméra entre 200 et 900 nm. Un objectif visible (Nikkor 80-400 mm, Nikon) est connecté à la caméra. Elle offre la possibilité d'accumuler sur différentes périodes les émissions du plasma. L'acquisition d'une image se fait en plusieurs étapes. Les images obtenues à l'issue via la caméra iCCD sont en pixels, pour obtenir les dimensions de l'image en « mm », nous appliquons à l'image un facteur de conversion (pixel → mm). Ce facteur est obtenu en réalisant une image avec la caméra d'un objet dont les dimensions sont connues (règle graduée).

Les photons incidents traversent la fenêtre d'entrée de la camera et entrent en contact avec la photocathode libérant des photoélectrons. Si l'intensificateur est ouvert, ces électrons franchissent une galette de micro canaux (micro Channel plate ou MCP) composée de 10^6 multiplicateurs d'électrons miniatures individuels (65).

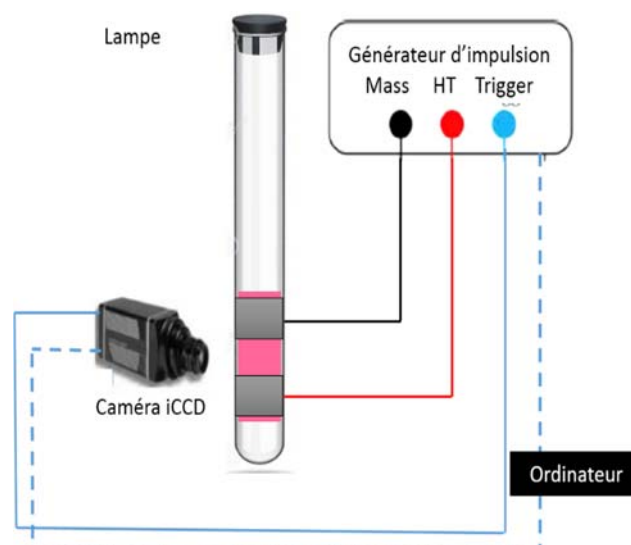


Figure 24 : Représentation du dispositif expérimental avec la caméra iCCD.

C. Méthode de calcul d'une décharge type :

Les signaux électriques de tension et de courant permettaient de déduire la puissance électrique comme présenté sur la **figure 25**. En se basant sur ces mesures électriques, la puissance moyenne est calculée avec un programme python, développé en interne au laboratoire DPHE et basé sur la méthode de Simpson.

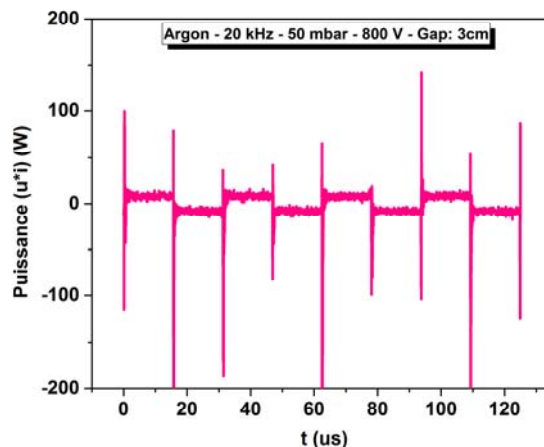


Figure 25 : Puissance électrique (courant * tension) en fonction du temps.

C.1 Calcul de la puissance moyenne et de l'efficacité :

Le calcul de la puissance moyenne se fait avec la formule suivante :

$$P_m = \frac{1}{T} \int_0^T u * i dt \quad 11$$

P_m : puissance moyenne en Watt, i : courant appliqué en ampère, u : tension appliquée en volt, T : période de la décharge en seconde.

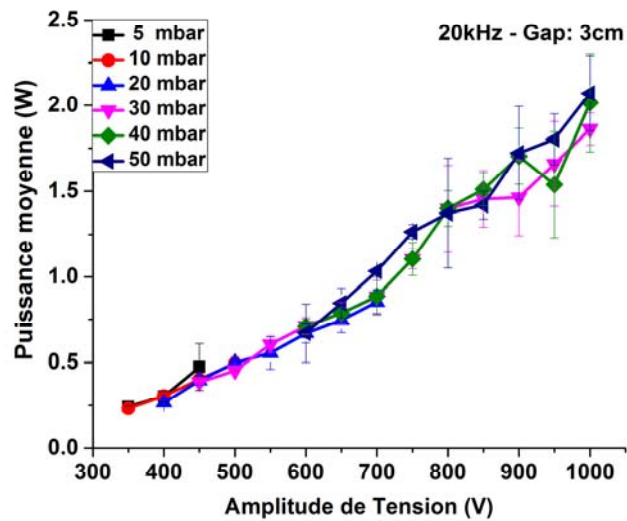


Figure 26 : Puissance moyenne en fonction de l'amplitude de tension d'une décharge type à base d'Argon.

La **figure 27** présente l'acquisition de trois spectres optiques de la raie maximale suivie du gaz Ar 762,4 nm, l'acquisition des trois spectres est réalisée dans un intervalle de temps différent pour pouvoir réaliser l'écart type.

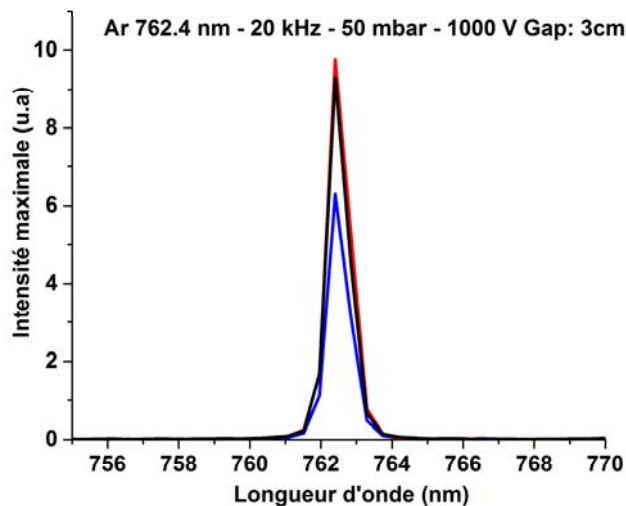


Figure 27 : Trois spectres optiques de la raie maximale de l'Argon 762,4 nm.

C.2 Calcul d'incertitude :

Chacune des mesures électriques (courant et tension) et optiques (acquisition des spectres) a été réalisée trois fois. La moyenne de ces trois mesures est ensuite calculée. La valeur d'incertitude correspond à leur écart-type. L'écart type est nécessaire pour le diagnostic des résultats, cela nous permettra de suivre la répétabilité du phénomène et des résultats et par suite de déduire le fonctionnement de la lampe β . L'analyse à plusieurs valeurs a été réalisée en utilisant la méthode « ANOVA one-way » déterminée avec OriginLab. Dans ce cas, la significativité statistique p est fixée à 0,05. Si ces exigences ne sont pas satisfaites, l'ANOVA nécessite une normalité et une variance égale.

C.2.1 Influence du signal parasite sur les calculs :

Les circuits émettent des signaux alternatifs parasites, dans le cas de cette expérience ces signaux pouvaient provenir des entrées et des sorties des composants constitués de transistors MOS, pouvant faire appel à des courants importants à chaque commutation (66). Une fois que l'onde électromagnétique est émise, elle va être susceptible de se coupler à un circuit électronique et d'induire une perturbation sur ce dernier. En théorie la cage de Faraday doit impérativement couvrir le matériel en totalité afin d'éviter des nuisances électriques et électromagnétiques venant de l'extérieur ou inversement. Au niveau de ces expériences la cage de Faraday couvrait partiellement le générateur (le profil de face du générateur et son opposé et le profil de bas n'étaient pas couverts), les ondes électromagnétiques du générateur influençaient sur les entrées et les sorties de l'oscilloscope et par conséquent les fichiers datas de tension et de courant enregistrés étaient touchés par cette turbulence. C'est pour cette raison qu'un tri de mesures et de résultats était nécessaire à réaliser.

Les ondes électromagnétiques issues du générateur influençaient sur l'oscilloscope, le spectromètre et l'ordinateur de telle sorte que ces appareils pouvaient être bloqués jusqu'à redémarrage à zéro. En se basant sur les signaux de tension et de courant un diagnostic était établi à travers le calcul de la puissance moyenne pour cerner le

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

phénomène de turbulence existant dans les datas. Lors du traitement des datas des signaux enregistrés des chutes de la puissance moyenne apparaissent comme le montre la **figure 28**. Cette courbe affirme le couplage onde électromagnétique et onde électrique (voir paragraphe suivant sur le couplage d'une onde). Le signal de tension est influencé par les ondes électromagnétiques. Dans des conditions optimales les boîtiers doivent être totalement hermétiques aux agitations électromagnétiques. Cependant, en expérimental, ceci est quasiment impossible. Les boîtiers de blindage des circuits possèdent des ouvertures causées par l'entrée des connectiques, des antennes et la ventilation permettant d'évacuer la température du circuit électronique. Le signal d'agression peut alors soit pénétrer le boîtier par des ouvertures puis se coupler directement au circuit électronique, soit se coupler aux câbles d'alimentation ou à une antenne par exemple et être acheminé jusqu'aux circuits.

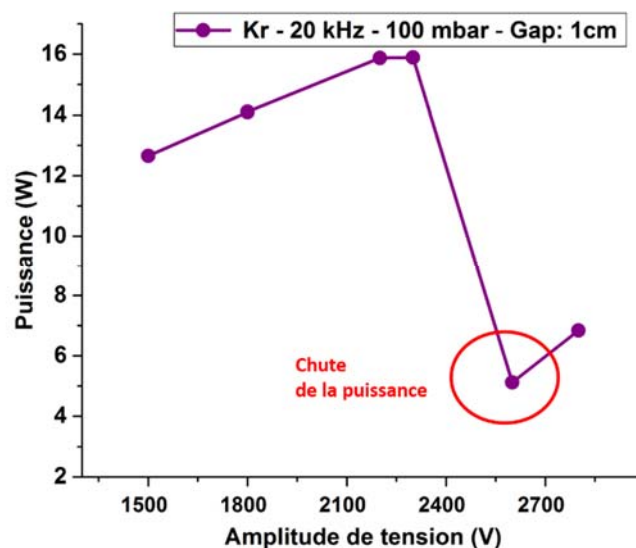


Figure 28 : Mesure de la puissance en fonction de l'amplitude de tension.

La chute de puissance sur la **figure 28** est la conséquence de l'agitation du signal de tension. Ce phénomène s'est répété à plusieurs reprises et à des temps différents durant les expériences. La présence de ces turbulences (petite ou grande) est inévitable, les écarts types sur quelques-uns de nos graphes sont très grands, cela peut

être causé par l'influence du signal parasite. Par la suite une vérification des datas était nécessaire à faire afin de procéder à un tri de résultats. Les résultats de nos calculs sont alors quantitatifs.

D. La modélisation :

Le mot modélisation est utilisé pour indiquer un système d'équations qui établit une représentation mathématique des résultats physiques. Les modèles sont utilisés pour l'interprétation théorique des phénomènes physiques et prédisent les observations expérimentales. Avec l'invention du numérique, la résolution des équations mathématiques est associée à l'informatique d'où l'appellation modèle numérique.

Le modèle utilisé dans cette thèse, a été élaborés depuis plus d'une dizaine d'années dans l'équipe du Pr Belasri au laboratoire LPPMCA. En résolvant le système d'équations, le modèle physique est simulé. La simulation consiste en la résolution des équations de transports couplées à l'équation de Poisson qui décrit l'effet des charges d'espace sur le champ électrique. Il faut savoir que dans le cas des pressions les plus basses comme utilisées en l'expérimental (5 à 200 mbar), certains modèles ne sont pas à retenir en raison des déséquilibres importants entre l'action du champ et celle des collisions.

Selon les théories des modèles utilisés pour simuler les plasmas de décharges, on peut distinguer quatre catégories de modèles :

1. Modèle Cinétique
2. Modèle Fluide
3. Modèle hybride
4. Modèle Particulaire

Le modèle temporel (0D) se trouve dans la catégorie des modèles cinétiques. Dans ce travail le modèle physique cinétique est exploité, les principes et les hypothèses de base du modèle sont rappelés. Les méthodes numériques utilisées ne seront pas discutées.

D.1 Modèle temporel (0 D) :

Les modèles temporels sont construits à partir de la loi d'état des gaz parfaits (67). Le modèle utilisé dans cette étude est le modèle zéro-dimensionnel à variation temporelle, la variation spatiale n'est pas prise en compte. Dans ce modèle, le plasma se place dans l'approximation du champ local, et est considéré comme un milieu homogène, uniforme, dont la conductivité est liée à l'évolution de la densité électronique dans le plasma.

Ce modèle permet de décrire l'évolution temporelle des paramètres électriques et chimiques d'une décharge dans un volume donné en l'absence des phénomènes spatiaux. Le choix de son utilisation repose sur sa vivacité d'exploitation et la possibilité de comparer les réactions chimiques entre elles afin d'assimiler l'influence de chacune sur la décharge. Les réactions chimiques pourront être décrites et découplées du modèle électrique, la cinétique réactionnelle des neutres est prise en compte.

Nous considérons le modèle zéro dimension constitué de trois systèmes d'équation couplée entre eux : équations du circuit extérieur, équation de Boltzmann électronique (construite à partir de l'équation de continuité pour les différentes espèces et la résolution de l'équation d'énergie), et équations cinétiques pour les espèces lourdes.

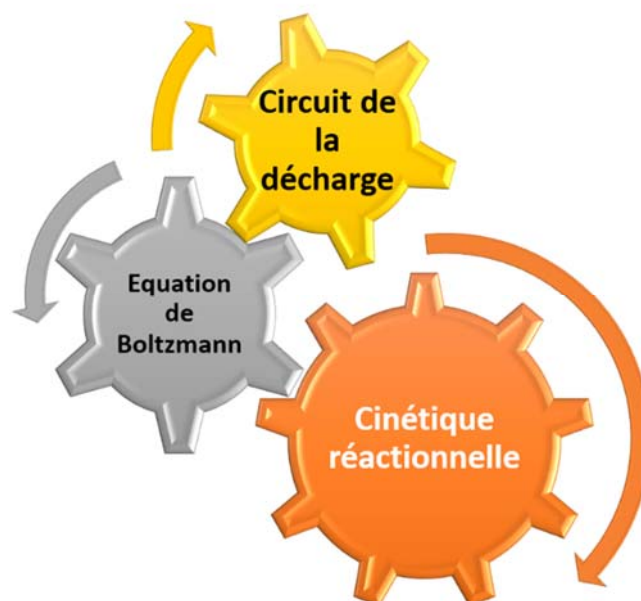


Figure 29: Représentation du modèle zéro-dimensionnel.

D.1.1 Mécanisme général du modèle temporel :

Les paramètres d'entrée sont les sections efficaces de collision électron-atome ou molécule, les taux de réaction, et le circuit électrique équivalent. Ces données dépendent des conditions expérimentales (température, tension, pression de gaz, concentrations de mélange gazeux, etc...). Les paramètres de sorties du modèle sont les densités d'espèces, la puissance déposée, le courant, la tension, etc..., ces données peuvent prédire le comportement de la décharge. La structure de ce modèle est représentée sur la **figure 30**.

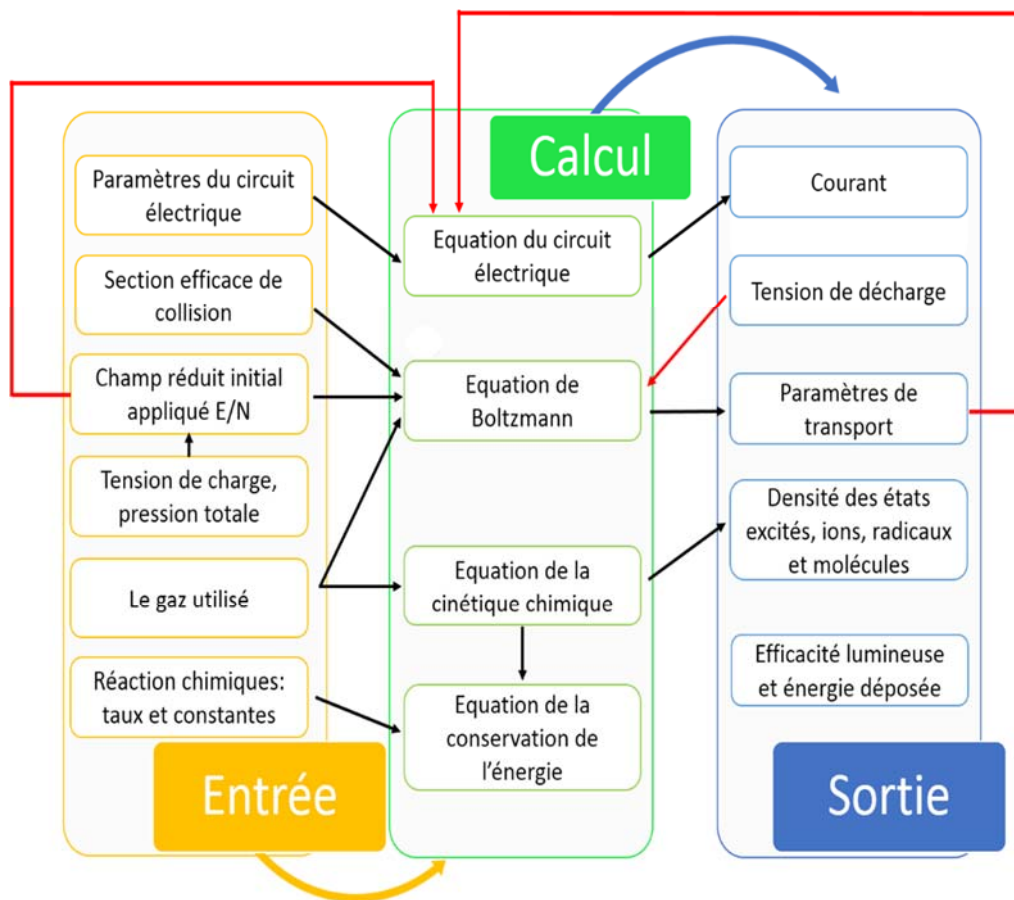


Figure 30: Structure générale du modèle zéro-dimensionnel temporel (68).

D.1.2 Approche macroscopique de la décharge :

L'étude se focalise sur les mécanismes physiques de base qui sont responsables de la structuration des plasmas de DBD. L'approche fluide de la décharge permet une description fluide du transport, celle-ci est obtenue en faisant des approximations

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

raisonnables et en prenant l'équation de Boltzmann, qui est remplacée par un nombre fini d'équations de transport. Ces équations de transport sont les résultats de l'intégration de la fonction de distribution multipliée par les grandeurs macroscopiques physiques $\chi(v)$ variant comme des polynômes de la vitesse sur l'espace des vitesses. Ce sont les moments de l'équation de Boltzmann (69).

Les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann donnent :

1. L'équation de continuité des particules chargées.
2. L'équation de transfert de la quantité de mouvement.
3. L'équation de conservation de l'énergie.

La description cinétique du transport de particules chargées était négligée, en d'autres termes le travail concerne les phénomènes physiques qui sont à l'origine de l'existence du plasma de DBD. L'équation générale de transport correspondant à la grandeur $\chi(v)$ s'écrit :

$$\frac{\partial n\bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n\bar{\chi}\vec{v} - n\gamma \nabla_{\vec{v}} \cdot \bar{\chi} = \int_{\vec{v}} \chi \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} d^3v \quad \mathbf{12}$$

1. Lorsque $\chi(v)$ est égale à 1, on obtient le premier moment de l'équation de Boltzmann qui est l'équation de continuité, Cette équation représente la conservation de densité de particules chargées. $n_{e,i}$ représente la densité de particules chargées (les électrons, les ions positifs ou négatifs). Le terme $S_{e,i}$ rend compte des créations (ionisations) et des pertes (attachements ou recombinaisons) des particules chargées. L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + \nabla_{\vec{r}} \cdot n_{e,i} \vec{v}_{e,i} = S_{e,i} \quad \mathbf{13}$$

2. Lorsque $\chi(v)$ est égale à mv , on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en intégrant sur l'espace des vitesses :

$$\frac{\partial nm\bar{v}}{\partial t} + nm(\bar{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}})\bar{v} + \bar{v}(\vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot nm\bar{v}) + \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot P - n\bar{F} = \int_{\vec{v}} \left\{ \frac{\delta f}{\delta t} \right\}_{coll} d^3v \quad \mathbf{14}$$

F, représente les forces extérieures qui s'appliquent au système dû aux champs électrique et magnétique s'il existe. P, est le tenseur de pression cinétique, il est défini comme un flux de quantité de mouvement dans un référentiel se déplaçant à la vitesse v. Le terme de droite représente la variation de la quantité de mouvement des particules sous l'effet des collisions.

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

$$\frac{1}{2} \frac{\delta nm \overline{v^2}}{\delta t} + \vec{v}_r \cdot \left[\frac{1}{2} nm \overline{(v \cdot v) v} \right] - n \overline{F \cdot v} = \int \frac{1}{2} m v^2 \left\{ \frac{\delta f}{\delta t} \right\}_{coll} d^3 v \quad \mathbf{15}$$

Les trois moments de l'équation de Boltzmann forment un système qui n'est pas fermé et ne peut donc pas décrire le comportement des particules chargées dans une décharge électrique. Ces moments correspondent à une série infinie d'équations hydrodynamiques et dans ce cas le nombre de paramètres inconnus dans le système est supérieur aux équations, le système est alors ouvert. Les modèles fluides nécessitent deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système (70). Les hypothèses sont les suivantes :

1. Réduction de l'ordre physique ou le nombre d'équations : à l'ordre 1 (deuxième moment de l'équation de Boltzmann) l'équation de conservation de la densité et de la quantité du mouvement sont prises en compte, tandis qu'à l'ordre 2 (troisième moment de l'équation de Boltzmann) il y'aura l'ajout de l'équation de conservation de la densité d'énergie.
2. Fermeture du système : à l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'approximation du champ local (ACL), dans ce cas l'utilisation des données de base pré-tabulées est en fonction du champ électrique réduit E/N. A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'approximation de l'énergie locale (AEL), les paramètres de transport et les taux des réactions dépendent directement de l'énergie moyenne des particules chargées (71).

E. Circuit électrique de la décharge :

Le modèle est constitué du circuit de la décharge contenant les résistances variables de la gaine R_g et de la colonne positive R_p , l'équation de Boltzmann joue un rôle important, elle nous permet de calculer la mobilité électronique μ_e afin d'obtenir une nouvelle valeur de l'évolution temporelle du champ électrique réduit $E/N(t)$, et la cinétique réactionnelle dont les taux des réactions électroniques K_e définissent la chimie du plasma (densité des électrons n_e et les densités des espèces lourdes).

Le circuit de la décharge consiste à représenter la lampe par un circuit électrique illustré sur la **figure 31** où le diélectrique est représenté par une capacité en séries C_d , la gaine est représentée par un condensateur C_g en parallèle avec une résistance R_g , la colonne positive est représentée par une résistance R_p . Le circuit complet est alimenté par un générateur $V(t)$ à tension alternative. La lampe utilisée durant ce travail est de géométrie plane, les électrodes sont placées à l'extérieur.

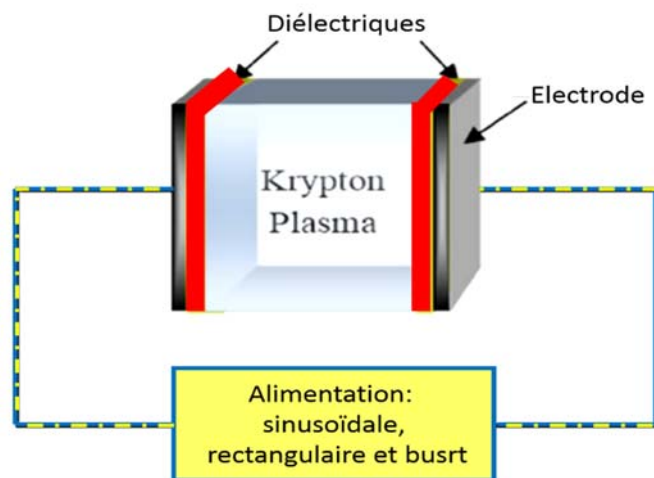


Figure 31: Schéma de lampe.

La décharge est traversée par un courant I . Si on considère une tension V_p entre les bords de la résistance R_p on peut écrire :

$$V_p = R_p I$$

16

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

Dans la colonne positive, La densité de courant est assurée par les électrons, la densité des ions est négligeable :

$$J = n_e \cdot e \cdot \mu_e \cdot E \quad 17$$

μ_e : mobilité électronique.

En se basant sur les deux équations, il est possible d'écrire la relation entre la résistance et la densité des électrons comme suite (72) :

$$R_p = \frac{L}{A e n_e \mu_e} \quad 18$$

A : la surface des électrodes, L : la longueur de la colonne positive.

La résistance de la gaine étant négligeable, le circuit représentant la décharge peut alors se simplifier en une capacité C équivalente à la gaine et aux diélectriques en série avec une résistance représentant la colonne positive.

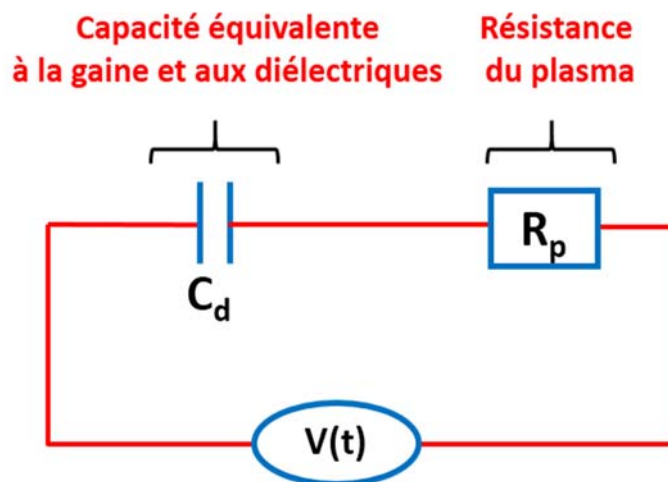


Figure 32: Modèle de la DBD et de la conductance.

La tension aux bords de la capacité équivalente à la gaine et aux diélectriques est V_c , la tension de la colonne positive est V_p . La tension totale appliquée à la décharge $V(t)$ est la somme de ces deux potentiels (73):

$$V(t) = V_c + V_p \quad 19$$

E.1 Les paramètres électriques du circuit simplifié de la décharge :

Le plasma de la colonne positive est régi par un système d'équations de continuité de la densité électronique et de la densité des espèces lourdes, ce système est décrit comme suit :

Le courant dans le plasma est déduit de la densité électronique à l'instant t par la relation :

$$I(t) = \frac{A}{L} e \cdot n_e(t) \mu_e(t) V_p \quad 20$$

La tension V_c de la capacité équivalente à la gaine et aux diélectriques s'est déduite à partir de l'équation :

$$V_c = \frac{1}{C} \int I(t) dt \quad 21$$

La densité électronique est obtenue par la résolution d'une équation de continuité :

$$\frac{dn_e}{dt} = S_e^+[E/N] - S_e^-[E/N] \quad 22$$

E/N : le champ électrique réduit, n_e : la densité électronique et $(S_e^+ - S_e^-)$: le terme source de l'équation de continuité qui tient en compte tous les processus de perte et de création sous l'effet des collisions avec les différentes espèces et du champ électrique réduit E/N .

L'évolution des populations des espèces lourdes dans le milieu s'écrivent d'une manière générale sous la forme (72) :

$$\frac{d[X_m]}{dt} = S_m^+(t) - S_m^-(t) \quad 23$$

$[X_m]$: la concentration de l'espèce i à l'instant (t) , $S_m^+(t)$ et $S_m^-(t)$: sont les termes sources de production et de disparition par unité de volume et de temps. La résolution de ce système d'équation différentielles décrivant le circuit de la décharge et l'évolution des espèces entre elles, permet d'obtenir à chaque instant la tension aux bornes du plasma et le champ électrique dans le plasma.

E.2 Efficacité radiative des UVs :

Les lampes à décharge à barrière diélectrique convertissent l'énergie électrique fournie à la décharge en lumière. Ce processus de conversion passe par la transformation de l'énergie électrique en énergie cinétique des électrons en mouvement, qui est à son tour transformée en rayonnement électromagnétique à la suite de collision. La génération de photons UV dépend de la fréquence et la pression totale du gaz ...etc.

L'efficacité en expérimental se traduit par le rapport entre le flux radiatif émis par la lampe et la puissance absorbée. L'efficacité est calculée en se basant sur la raie possédant l'intensité maximale du gaz étudié, l'intensité maximale est donc divisée par le temps d'intégration et la puissance moyenne suivant l'équation ci-après :

$$Efficacité = \frac{I_{max}}{P_m * t} \quad 24$$

I_{max} : intensité maximale de la raie maximale du gaz étudié, t : temps d'intégration du spectromètre, P_m : puissance moyenne.

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

En modélisation, l'énergie totale W_{uv} des photons UV émis par la décharge pour un gaz donné est défini par la formule suivante, les longueurs d'ondes sont propres au gaz choisis (73) :

$$W_{uv} = w_{\lambda_1} + w_{\lambda_1} + w_{\lambda_1} + \dots \quad 25$$

L'énergie d'émission à une longueur d'onde quelconque λ durant un cycle est défini par la relation (73) :

$$W_{\lambda} = d \cdot A \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda} \int_0^T [N_{\lambda}(t)] \cdot \tau_{\lambda} \cdot dt \quad 26$$

$N_{\lambda}(t)$: la densité de l'exciplex responsable de l'émission considéré, τ_{λ} : la durée de vie de cet exciplex, d : la distance du gap, A : la surface des électrodes, c : la vitesse de la lumière, λ : la longueur d'onde du photon étudié, h : la constante de Planck.

L'énergie électrique totale dissipée dans la décharge durant une période T , est déduite par la formule (73):

$$W_{ele} = d \int_0^T E(t) \cdot I(t) \cdot dt \quad 27$$

E : le champ électrique local, $I(t)$: le courant de décharge à l'instant t .

L'efficacité totale de la génération de photons UV dans la DBD est défini par le rapport entre l'énergie lumineuse de sortie et l'énergie électrique d'entrée (73) :

$$\eta = \frac{W_{uv}}{W_{ele}} \quad 28$$

F. Cinétique réactionnelle du plasma Krypton :

La chimie du plasma Krypton est très importante à connaître pour ensuite pouvoir déduire la cinétique réactionnelle responsable de la production maximale de lumière UV. Ces UV ouvriront par la suite divers portes d'applications dans différents

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

domaines. Les paramètres d'entrées pour l'étude du modèle cinétique sont basés sur les taux de réaction des différentes espèces obtenus par la résolution de l'équation de Boltzmann. Les coefficients de transport électronique tel que l'énergie moyenne et la vitesse de dérive électronique sont calculés à la base du logiciel BOLSIG (74).

Les espèces prises en considération dans cette cinétique sont :

Kr* : l'état excité métastable ($^3\Sigma_u$).

Kr* : l'état excité résonant ($^1\Sigma_u$).

Kr** : l'état supérieur aux états métastables et résonnants, il correspond à l'état (4p). Cet état bien qu'il est supérieur il reste inférieur aux autres états excités proches de la limite d'ionisation.

Kr⁺ : ion atomique du Krypton.

Kr₂⁺ : molécule ionique (dimer) du Krypton.

Kr₃⁺ : molécule ionique (trimer) du Krypton.

Kr₂* : excimer correspondent aux deux états excités de la molécule, il regroupe les deux continuums ; le premier Kr₂* ($^1\Sigma_u$) obtenu à partir de la collision de l'état excité atomique résonant Kr*(3P_1). Le deuxième continuum Kr₂* ($^3\Sigma_u$) est obtenu à partir de la collision de l'atome excité métastable Kr*(3P_2). L'assemblage des deux continuums dans le même état est dû au fait que les deux excimers émettent dans la même longueur d'onde $\lambda = 124$ nm pour le Krypton respectivement. Les réactions chimiques du Krypton et ses taux de réactions sont présentés sur les tableaux en dessous :

Etat	configuration électronique	L-S	Racah	J-J	Paschen	Energie (ev)	Energie (cm⁻¹)
Fondamental	4p ⁶	1S ₀	4p ⁶ 1S	0	1P ₀	0	0
1^{er} métastable	4p ⁵ (² P _{3/2})5s	³ P ₂	5s[3/2]2	2	1S ₅	9.914	79971, 7422
1^{er} résonant		³ P ₁	5s[3/2]1	1	1S ₄	10.031	80916, 7685
2^{eme} métastable	4p ⁵ (² P _{1/2})5s	³ P ₀	5s'[1/2]0	0	1S ₃	10.561	85191, 6171
2^{eme} résonant	4p ⁵ (² P _{1/2})5s	¹ P ₁	5s'[1/2]0	1	1S ₂	10.642	85846, 7051
Ion	4p ⁵ (² P _{3/2})	² P _{3/2}		3/2		13.996	112914, 50
Ion	4p ⁵ (² P _{1/2})	² P _{1/2}		3/2		14.66	

Tableau 1: Niveaux excités du Krypton et leurs énergies (41) (75).

F.1 Notation spectroscopique :

La notation spectroscopique d'un atome ou d'une molécule est essentielle pour l'étude de la cinétique des gaz, elle permet de comprendre le comportement des molécules excitées excimers, exciplexes et+ leurs passages de l'état excité instable vers l'état fondamental et dissociative. De plus que la notation spectroscopique nous fournit des informations sur le comportement de chaque espèce qui constitue le mélange gazeux dans la décharge.

Ils existent des notations pour décrire les états d'atomes singulièrement excités, en particulier les atomes de gaz rares. Cependant certaines notations ne donnent que très peu d'information sur le couplage spin-orbite des électrons et reste très symbolique. Les différents couplages sont définis comme suit :

- ✓ Le schéma de couplage LS (Russell-Saunders) suppose que les interactions spin orbite soient faibles devant l'interaction électrostatique, il décrit parfaitement les niveaux de l'atome d'hélium. Néanmoins, dans le cas des gaz rares, ce type de couplage est réprouvé. En se basant sur un système à deux électrons, le couplage LS repose sur l'addition du :
 1. Moment cinétique orbital des deux électrons, $L = l_1 + l_2$
 2. Spin des deux électrons, $S = s_1 + s_2$
 3. Moment cinétique L et spin S, $J = L + S$

La représentation d'un niveau atomique est identifiée par la notation :

$$^{2s+1}L_J$$

L : désigne l'état (S, P, D, F,), J : représente la valeur propre du moment angulaire total, n : est le nombre de couche (nombre quantique principal), $2s+1$: est la multiplicité des états.

- ✓ La notation de Racah (76)-(77) est une représentation des niveaux d'énergie, elle a été introduite initialement pour les atomes de Néon et d'Argon. Le théorème de Racah est expliqué en intégralité dans les travaux de B.Decomps (78), Le couplage J1 (Racah) consiste à :
 1. Etablir le moment cinétique total du cœur, noté j ou J2 ou encore J_c selon les auteurs.

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

2. Compléter le moment cinétique avec le moment orbital de l'électron externe l (ou l_1) ; $K = j + l$.
3. Additionner K avec le spin de l'électron externe s ou s_1 ; $J = K + s$.

La notation Racah est de plus en plus utilisée pour tous les atomes et devient donc universelle, elle s'identifie comme suit :

$${}^n[S]_J$$

S et J : sont des nombres quantiques, pour $\vec{K} = \vec{j}_1 + \vec{l}$ et $\vec{J} = \vec{K} + \vec{s}$, dont \vec{l} et \vec{s} sont respectivement le moment angulaire orbital et le spin de l'électron excité, n : est le nombre quantique principale et orbitale pour l'électron excité. Il s'avère que ce couplage décrit parfaitement les premiers états excités.

- ✓ Dans le couplage JJ, le moment orbital est couplé avec le spin du cœur pour former j_1 et au même temps le moment orbital est couplé avec le spin de l'électron externe pour former j_2 . Ensuite j_1 et j_2 forment le moment cinétique total J . les détails de ce couplage sont rapportés dans la thèse de B.Decomps (78).
- ✓ La notation du couplage de Paschen est le plus souvent utilisée dans le domaine des lasers. Les caractéristiques de cette représentation sont comme suit (41):
 1. Le symbole du moment cinétique orbital de l'électron donne le niveau d'énergie.
 2. Le nombre quantique principal donne le numéro de la couche.
 3. Le numéro d'ordre du multiplet est donné en indice selon un ordre d'énergie décroissant.

La cinétique chimique du Krypton est présentée dans le tableau en dessous. Le modèle cinétique utilisé dans ce travail décrit les processus qui accompagnent l'excitation du Krypton. Il est important de préciser que les travaux sur la cinétique du Krypton sont rares à cause d'un manque de données sur les taux de réaction. Dans le tableau nous avons dressés une liste de réactions cinétiques qui joue un rôle dans l'émission des radiations dans les domaines : UV, visible et IR. Nous avons choisi les

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

espèces qui conduisent à la création des excimères ($Kr_2^*(^1\Sigma_u)$, ($Kr_2^*(^3\Sigma_u)$) et dans lesquels la désexcitation vers l'état fondamental et dissociatif produit des émissions UV dans les 147nm et 148 nm respectivement. La cinétique prend en compte toutes les espèces créées dans le plasma. Ces espèces sont les électrons (e), les ions atomiques et moléculaires de krypton (Kr^+), (Kr_2^+), les atomes excités de krypton dans l'état métastable ($Kr^*[^3P_{0,2}]$) et l'état résonant ($Kr^*[^3P_1]$), l'état excité supérieur Kr^{**} et les molécules excimères excitées dans le premier ($Kr_2^*(^1\Sigma_u)$) et le second ($Kr_2^*(^3\Sigma_u)$) continuum.

NUM	REACTIONS	TAUX	REF
1	$e + Kr \rightarrow Kr^*(^3p_2) + e$	Tabulated	(74)
2	$e + Kr \rightarrow Kr^*(^3p_1) + e$	Tabulated	(74)
3	$e + Kr \rightarrow Kr^{**} + e$	Tabulated	(74)
4	$e + Kr \rightarrow Kr^+ + 2e$	Tabulated	(74)
5	$e + Kr^*(^3p_2) \rightarrow Kr + e$	$k = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(79)
6	$e + Kr^*(^3p_1) \rightarrow Kr + e$	$k = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(79)
7	$e + Kr^*(^3p_2) \rightarrow Kr^+ + 2e$	$k = 4.8 \times 10^{-8} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(80)
8	$e + Kr^{**} \rightarrow Kr^+ + 2e$	$k = 3 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(81)
9	$e + Kr^{**} \rightarrow Kr + e$	$k = 2 \times 10^{-9} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(82)
10	$e + Kr^{**} \rightarrow Kr^*(^3p_2) + e$	$k = 8 \times 10^{-7} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(81)
11	$e + Kr^{**} \rightarrow Kr^*(^3p_1) + e$	$k = 8 \times 10^{-7} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(81)
12	$e + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow Kr_2^+ + 2e$	$k = 3 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(82)
13	$e + Kr_2^*(^1\Sigma) \rightarrow Kr_2^+ + 2e$	$k = 4.5 \times 10^{-10} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(79)
14	$e + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow Kr_2^*(^1\Sigma) + e$	$k = 2 \times 10^{-8} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(83)
15	$e + Kr_2^*(^1\Sigma) \rightarrow Kr_2^*(^3\Sigma) + e$	$k = 5 \times 10^{-8} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(83)
16	$e + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow 2 Kr + e$	$k = 3.00 \times 10^{-9} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(80)

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

17	$e + Kr_2^*(^1\Sigma) \rightarrow 2 Kr + e$	$k=3.00 \times 10^{-9} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(80)
18	$Kr^+ + 2e \rightarrow Kr^{**} + e$	$k=5.4 \times 10^{-33} \cdot T_e^{-4.5}$ cm^6S^{-1}	(84)
19	$Kr^+ + Kr + Kr \rightarrow Kr_2^+ + Kr$	$k=2.4 \times 10^{-31} (300/T_g)^{1/2}$	(85)
20	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr^*(3p_2) + Kr$	$3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3\text{S}^{-1}$	(86)
21	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr^{**} + Kr$	$k=1.6 \times 10^{-6} (300/T_g)^{0.55}$ cm^3S^{-1}	(81)
22	$Kr_2^+ + e \rightarrow Kr^+ + Kr + e$	$k = 6 \times 10^{-7}$	(85)
23	$Kr^*(3p_2) + Kr^*(3p_2) \rightarrow Kr^+ + Kr + e$	$k=10^{-10}$	(79)
24	$Kr^*(3p_2) + Kr^*(3p_1) \rightarrow Kr^+ + Kr + e$	$1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3\text{S}^{-1}$	(79)
25	$Kr^*(3p_1) + Kr^*(3p_1) \rightarrow Kr^+ + Kr + e$	$1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3\text{S}^{-1}$	(79)
26	$Kr^*(3p_2) + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow Kr^+ + 2Kr + e$	$k=10^{-10}$	(87)
27	$Kr^*(3p_2) + Kr_2^*(^1\Sigma) \rightarrow Kr^+ + 2Kr + e$	$k=10^{-10}$	(87)
28	$Kr^*(3p_1) + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow Kr^+ + 2Kr + e$	$k=10^{-10}$	(87)
29	$Kr^{**} + Kr^{**} \rightarrow Kr^+ + Kr + e$	$k=5 \cdot 10^{-10}$	(85)
30	$Kr_2^*(^3\Sigma) + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow 2Kr + Kr_2^+ + e$	$k=3.00 \times 10^{-11}$	(79)
31	$Kr_2^*(^1\Sigma) + Kr_2^*(^1\Sigma) \rightarrow 2Kr + Kr_2^+ + e$	$k=3.00 \times 10^{-11}$	(79)
32	$Kr_2^*(^1\Sigma) + Kr_2^*(^3\Sigma) \rightarrow Kr^+ + 2Kr + e$	$k=10^{-11}$	(79)
33	$Kr^{**} + Kr \rightarrow Kr^*(3p_2) + Kr$	$k=4.00 \times 10^{-13}$	(88)
34	$Kr^{**} + Kr \rightarrow Kr^*(3p_1) + Kr$	$k=4.00 \times 10^{-13}$	(88)
35	$Kr^*(3p_1) + Kr \rightarrow Kr^*(3p_2) + Kr$	$k=2.00 \times 10^{-13}$	(88)
36	$Kr^*(3p_2) + 2 Kr \rightarrow Kr_2^*(^3\Sigma) + Kr$	$k=5.3 \times 10^{-32}$	(83)
37	$Kr^*(3p_1) + 2 Kr \rightarrow Kr_2^*(^1\Sigma) + Kr$	$k=2.9 \times 10^{-32}$	(83)
38	$Kr_2^*(^1\Sigma) + Kr \rightarrow Kr_2^*(^3\Sigma) + Kr$	$k=2 \times 10^{-11}$	(82)

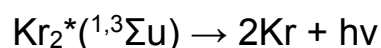
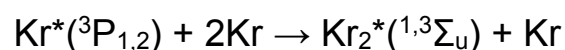
39	$\text{Kr}^*_2(^3\Sigma) + \text{Kr} \rightarrow \text{Kr}^*_2(^1\Sigma) + \text{Kr}$	$k=10^{-14} \text{ m}^3\text{S}^{-1}$	(79)
40	$\text{Kr}^*(^3p_1) \rightarrow \text{Kr} + \text{uv} (124\text{nm})$	$k = 1 \times 10^5 \text{ S}^{-1}$	(86)
41	$\text{Kr}^{**} \rightarrow \text{Kr}^* (^3p_2) + \text{IR}(762\text{nm})$	$k=10^6 \text{ S}^{-1}$	(80)
42	$\text{Kr}^{**} \rightarrow \text{Kr}^* (^3p_1) + \text{IR}(762\text{nm})$	$k=10^6 \text{ S}^{-1}$	(80)
43	$\text{Kr}_2^* (^1\Sigma) \rightarrow 2\text{Kr} + \text{uv}(147\text{nm})$	$k=3.\text{x}10^8 \text{ S}^{-1}$	(80)
44	$\text{Kr}_2^* (^3\Sigma) \rightarrow 2\text{Kr} + \text{uv}(148\text{nm})$	$k=3.8\text{x}10^6 \text{ S}^{-1}$	(80)

Tableau 2: Schéma cinétique et taux de réaction du Krypton pur.

Rappelons que le schéma cinétique inclut les particules chargées d'électrons, d'ions atomiques (Kr^+) et ions moléculaires (Kr_2^+), les espèces atomiques excitées $\text{Kr}^*(^3P_1)$, $\text{Kr}^*(^3P_2)$, Kr^{**} et moléculaires excitées $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u^+)$, $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u^+)$, ainsi que les photons émis par ces particules excitées : $h\nu$ (124 nm), $h\nu$ (147 nm), $h\nu$ (148 nm), $h\nu$ (762 nm), respectivement (voir Tableau 1). Les coefficients de transport et les fréquences de collision électronique, en fonction du champ électrique réduit E/N , sont précalculés et tabulés en résolvant l'état d'équilibre de l'équation de Boltzmann de l'électron homogène dans le Kr pur en utilisant le code Bolsig + (74).

F.2 Formation de la molécule excitée Kr_2^* :

Les deux états excités atomiques les plus bas en énergie participent par des réactions à trois corps à la formation des molécules excimers du Krypton Kr_2^* . Ces états sont le premier état métastable 3P_2 et le premier état résonnant 3P_1 . Les réactions responsables de la formation de l'excimer Kr_2^* sont :



Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

Selon ces réactions les molécules excimères formées sont sur leurs états excités résonnants ($^1\Sigma_u$) et métastable ($^3\Sigma_u$). La désexcitation de ces états vers l'état fondamental se fait par émission des radiations dans le 148 nm et 147 nm respectivement. La désexcitation donne deux atomes de krypton à l'état fondamental Kr (1S_0), Kr (1S_0). La relaxation des deux états moléculaires ($^1\Sigma_u$) et ($^3\Sigma_u$) vers l'état fondamental correspondent aux deux continua appelées premier et deuxième continua.

F.2.1 Validité du modèle temporel :

Le modèle zéro, uni, bi et tri dimensionnel a fait l'objet de plusieurs années d'études (89). Belasri et son équipe au laboratoire LPPMCA ont développés des modèles multidimensionnels pour plusieurs sujets de recherche : pour l'étude du modèle zéro dimensionnel d'une décharge électrique des lasers pulsés XeCl (90), pour l'étude de l'influence du laser XeCl à décharge auto-entretenu sur l'efficacité et le dépôt d'énergies (91). De même le modèle 0D était utilisé pour l'étude des lampes excimères et exciplexes à DBDs à base de différents mélanges de gaz rares: pour contrôler les émissions UVs via les longueurs d'ondes à 172 nm et 308 nm générées depuis une DBDs à base d'un mélange Ne/Xe/HCl (92), et pour l'étude des propriétés électriques et chimiques du mélange XeCl* (308 nm) dans une lampe exciplexes (93). D'autres recherches étaient réalisées dans ce contexte d'études comme l'identification des paramètres optimaux pour une DBDs à base de Kr (94). Le Kr a aussi été utilisé dans une autre recherche sur une lampe excimère afin de cerner et suivre les émissions radiatives dans le visible et l'IR (17). La modélisation a été aussi réalisé sur les propriétés électriques et cinétiques pour un mélange Kr/Cl₂ (41). Le modèle était utilisé pour la conception de lampes excimères commerciales Kr-Xe (95). La modélisation a servi aussi dans l'étude d'une DBDs excilampe à base de Ne/Xe pour l'amélioration de la production de rayonnement VUV (96). Le gaz Xe a aussi fait l'objet d'une étude théorique au niveau des caractéristiques électriques et cinétiques pour une lampe excimère (97). Le modèle zéro dimensionnel a été employé dans une étude numérique du mélange Ar-NH₃ dans des DBDs afin de décrire la formation d'un plasma homogène à pression atmosphérique (98). Pareillement pour le modèle mono dimensionnel, il était mis en œuvre pour étudier le

Chapitre 02 – Méthodes de diagnostic

développement des instabilités, l'étude de la formation et la propagation du streamer dans une lampe excimère Ne/Xe (99). Ce modèle a aussi été appliqué dans une étude d'une lampe excimère pour un mélange Ne-Xe (100) (101). Le mélange Ne-Xe- HCl était étudié en utilisant le modèle mono dimensionnel sous certaines conditions afin de produire des émissions VUV (102). Le modèle utilisé dans les travaux déjà fait au sein du laboratoire LPPMCA a montré sa fiabilité à plusieurs reprises en comparant ses résultats avec d'autres modèles ou d'autres travaux expérimentaux existants dans la littérature, un bon accord été constaté.

G. Conclusion :

Le diagnostic de la DBD en passant par l'utilisation du banc expérimental, à l'aide de plusieurs outils et par le programme en modélisation nous a servi comme support pour caractériser les éléments essentiels du plasma. Les éléments parasites de l'alimentation peuvent être à l'origine de déstabilisations dans le plasma et sur les autres appareils de mesures. Egalement, la nature des gaz et leurs électronégativités pouvant aussi entraîner différentes manifestations dans le plasma.

Résultats

Afin d'améliorer l'efficacité radiative des décharges plasma (DBD), deux voies de recherche ont été explorées. Dans un premier temps, notre étude expérimentale portera sur la caractérisation optique et électrique de la décharge, les paramètres à l'origine des instabilités : stries, filaments et une analyse spatiotemporelle de la décharge. Dans un deuxième temps, nous caractériserons le développement de la décharge à l'aide d'un modèle numérique. L'étude portera sur l'effet de l'application de trois signaux différents sur la décharge : sinus, rectangulaire et burst. Ensuite, la variation temporelle des espèces de la décharge, l'effet de la tension et de la pression sur les efficacités seront fait afin de réaliser un bilan général de la lampe.

Première partie expérimentale :

III. Chapitre : résultats de l'expérimental et discussions

A. Condition des mesures :

Toutes les mesures étaient faites de telle sorte que le plasma ne dépasse pas la distance inter-électrodes donné comme le montre la **figure 33** afin de pouvoir étudier par suite la cinétique réactionnelle de la colonne positive.

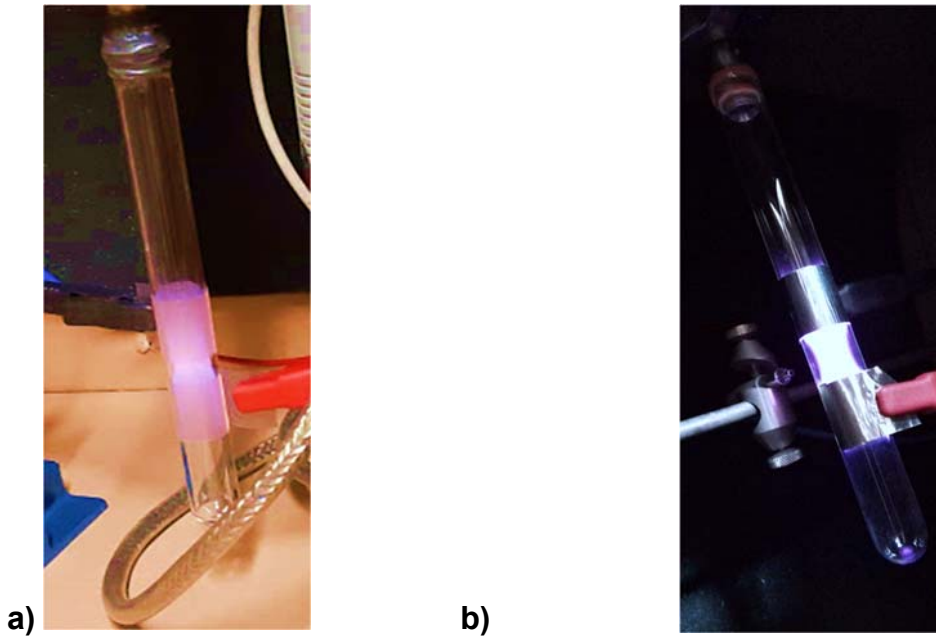


Figure 33: Photo du plasma entre la distance inter-électrodes : a) plasma à base de Krypton avec des électrodes transparentes, b) plasma à base d'Argon avec des électrodes en aluminium.

Les paramètres de mesures sont comme suite :

Paramètres/ Gaz	Argon	Krypton
1. Fréquence	10, 20, 50 kHz	10, 20, 50 kHz
2. Distance inter-électrodes	1, 2, 3, 5 cm	1, 2, 3, 5 cm
3. Pression	10 – 50 mbar	10 – 100 mbar

4. Tension	{	$U_{\min} = 300 \text{ V},$ $U_{\max} = 1000 \text{ V}$	$U_{\min} = 450 \text{ V},$ $U_{\max} = 2500 \text{ V}$
------------	---	--	--

Tableau 3: Paramètres des mesures de la DBD.

B. Caractérisation optique :

La fréquence des impulsions est de **20 kHz**, la pression était de **60 mbar**, l'amplitude de tension appliquée était de **500 V** avec un gap de **1 cm** sur tous les spectres. Ces spectres présentent les mêmes conditions afin de comparer le taux d'existence des espèces comme l'azote et l'oxygène, aussi cela nous a permis de diagnostiquer et de confirmer la fiabilité des lampes.

Pour ces travaux, en premier lieu la lampe α était remplie et diagnostiquée avec différents gaz (**Argon, Xénon-Néon, Air synthétique, Hélium**) afin de tester l'étanchéité. Comme le montre la **figure 34** la présence de l'azote et de l'oxygène sur les spectres est assez importante et est considéré comme des impuretés. La forte présence d'azote dans le plasma d'Argon à basse pression se traduit par un transfert d'énergie électronique entre l'**Ar (3P_2)** métastable et la molécule d'azote sachant que la molécule rayonne avant d'entrer en collision avec une autre particule (103). De plus il faut mettre en évidence qu'il existait une fuite au niveau du montage expérimental qui induisait la forte présence de l'azote.

La présence de **XeO** dans le plasma de **Xe-Ne** vient du fait de la présence de l'oxygène atomique produit par la dissociation du **O₂**. La présence d'oxygène est aussi liée à la présence d'humidité au sein du réacteur (**H₂O**) de là, l'excitation se produirait à l'état ionique **Xe⁺ O⁻** à environ **5 eV** au-dessus de l'état fondamentale, suivie d'une relaxation vers son minimum potentiel à environ **4 eV**, sachant que la durée de vie de **XeO** est de **112 ns**, c'est environ un facteur de **10⁷** plus court que la durée de vie de l'état libre de **O (1S)** (104). Au niveau des trois spectres des trois gaz respectivement **Ar, Xe-Ne, Air synthétique** une forte présence de l'azote et de l'oxygène sont en majeure partie présents dans le plasma ainsi que leurs collisions

Chapitre 03 – Résultats de l'expérimental et discussions

avec les molécules et les espèces qui se créent après les réactions. Les émissions du spectre d'Hélium en basse pression sont principalement liées à des états de l'He par rapport à d'autres spectres d'Hélium à la pression atmosphérique.

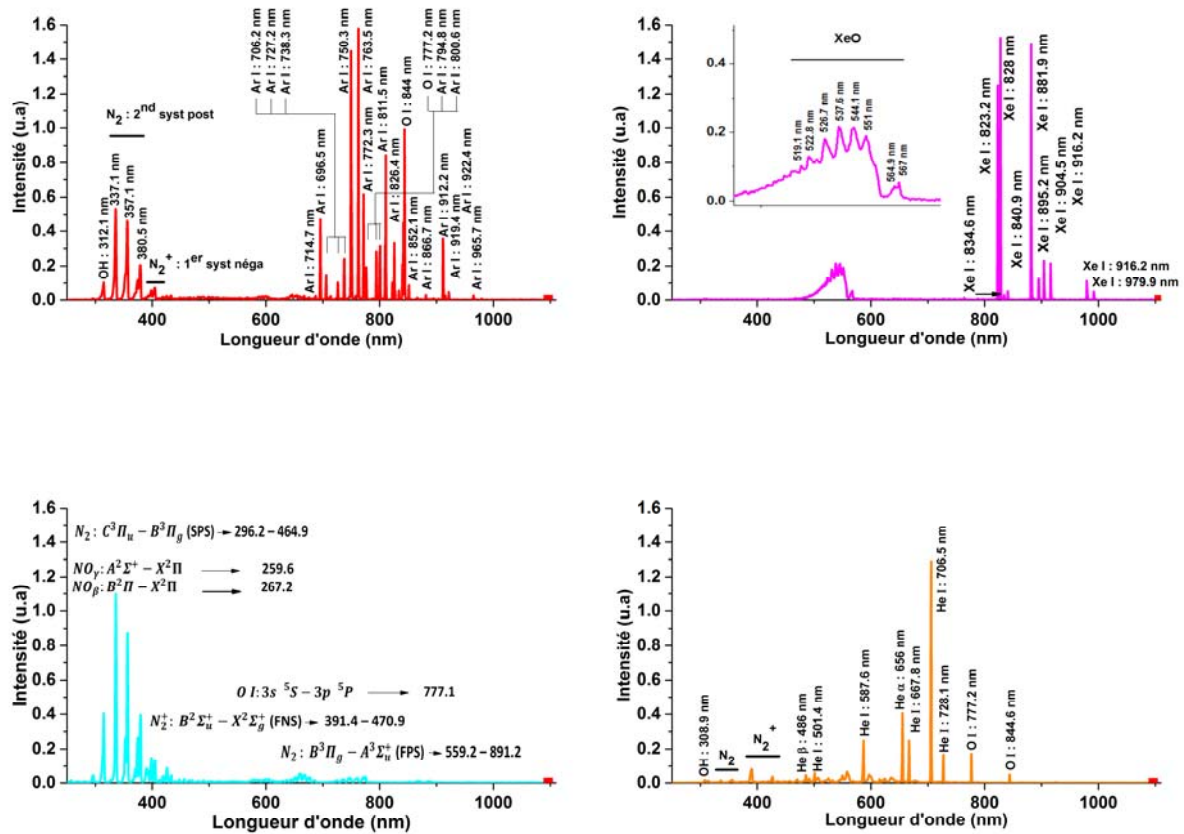


Figure 34 : Spectres de plasma d'Argon, Xénon – Néon, Air synthétique et de l'Hélium respectivement de la lampe α .

A titre de comparaison avec la lampe β , les spectres sont quasiment apparentés au gaz mère. Il existe une présence de l'azote dans le spectre de l'Argon comme expliqué précédemment. Tandis que le spectre de Krypton présente nettement les émissions des états de Kr.

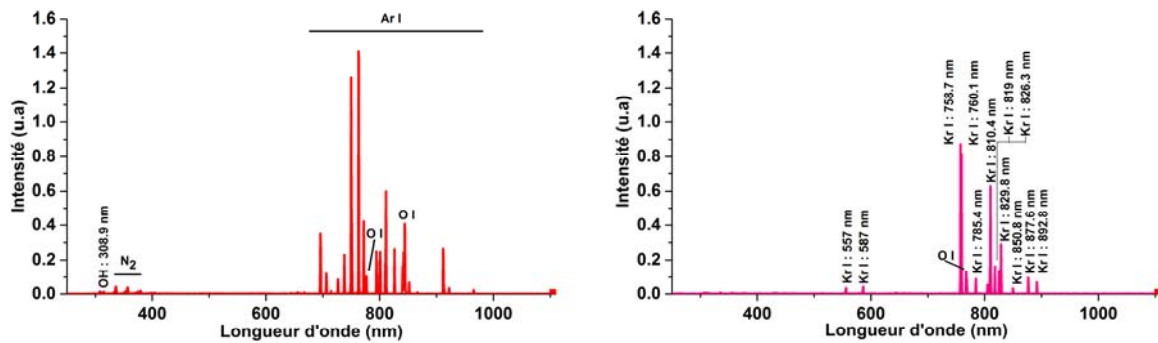


Figure 35 : Spectres de plasma d'Argon et de Krypton respectivement de la lampe β .

En conclusion, la lampe β est plus efficace que la lampe α , c'est pour cette raison que la majorité des expériences sont réalisées sur la deuxième lampe (β), et cela afin de se pencher sur l'étude de l'efficacité et la puissance consommé par le plasma, après avoir évalué la fiabilité de la spectroscopie d'émission optique sur cette lampe. D'après une ancienne étude réalisée sur la lampe α la présence des impuretés influence sur les résultats de l'efficacité du plasma. La lampe α reste le premier prototype avec lequel le diagnostic optique était bien étudié (105) pour qu'à la suite de toutes ces investigations le choix d'utiliser la lampe β était un choix fiable.

C. Caractérisation de la lampe β à base d'Argon :

Les principaux résultats reposent sur les manipulations réalisées au niveau de la lampe β , étant plus résistante à une fuite de gaz que la lampe α . Les mesures sont réalisées sur un large intervalle de variation des paramètres physiques. En commençant à garder la fréquence fixe à **10 kHz**, les variations étaient faites sur un intervalle de pression [**10 – 50 mbar**], une distance inter électrodes de [**1, 2, 3, 5 cm**] et des points de tension et de courant qui variaient en fonction de la présence du plasma entre l'espace inter-électrodes. Les fréquences utilisées étaient de [**10, 20, 50 kHz**].



Figure 36: Photo radiale du plasma d'argon dans la lampe β .

C.1 Le suivi de la ligne maximale Ar 763,5 nm :

Le suivi de la ligne maximale **Ar 763,5 nm** était important pour l'estimation des populations métastables. Les espèces métastables sont considérées comme des réservoirs d'énergie en raison de la grande quantité d'énergie qu'ils peuvent stocker (**11,74 eV pour 3P_0 et 11,55 eV pour 3P_2**). La **figure 37** présente l'évolution de l'intensité maximale **Ar 763,5 nm** en fonction de l'amplitude de tension. Une séquence de photos du plasma d'Argon entre l'espace inter-électrodes est montrée en dessous de la courbe, les photos étaient prises par un simple appareil photo canon. L'intensité maximale présente une allure ordinaire en racine carrée. En fournissant d'avantage d'énergie au plasma il y'a une augmentation du taux de collisions et par suite le plasma rayonne de plus en plus de la lumière comme on peut le remarquer sur les photos. Chaque photo présente un point de calcul de l'intensité maximale du plasma.

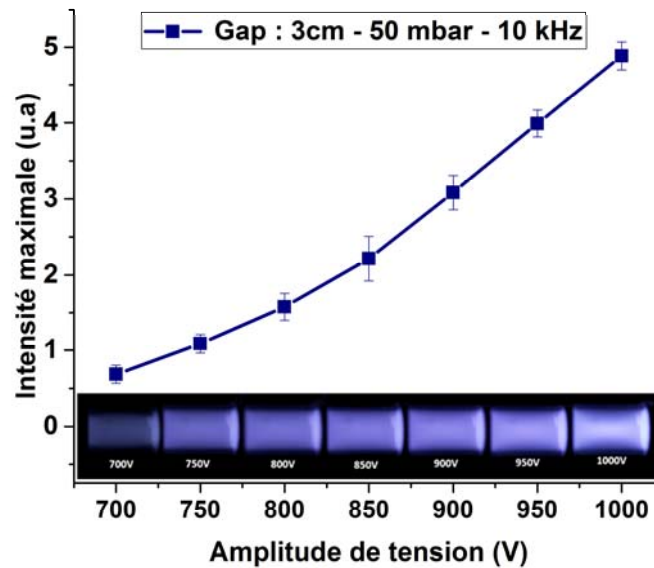


Figure 37 : Intensité maximale et photos du plasma d'Argon pris entre la distance inter-électrodes en fonction de l'amplitude de tension.

C.2 Impact de l'intensité lumineuse maximale :

C.2.1 Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 20 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :

L'ensemble des **figures 38, 39 et 40** présentent les tracés des intensités maximales à la longueur d'onde **763,5 nm** en fonction des amplitudes de tension pour différentes fréquences [**10, 20 et 50 kHz**] et pour différentes distances inter-électrodes [**1, 2, 3, 5**] cm. La **figure 38** montre qu'à une fréquence de **10 kHz** le plasma ne pouvait pas s'allumer au-delà de **700 et 800 V** à une distance inter-électrodes de **1 et 2 cm** respectivement, contrairement aux autres distance inter-électrodes **3 et 5 cm** dont le plasma pouvait s'allumer jusqu'à **1000 V**.

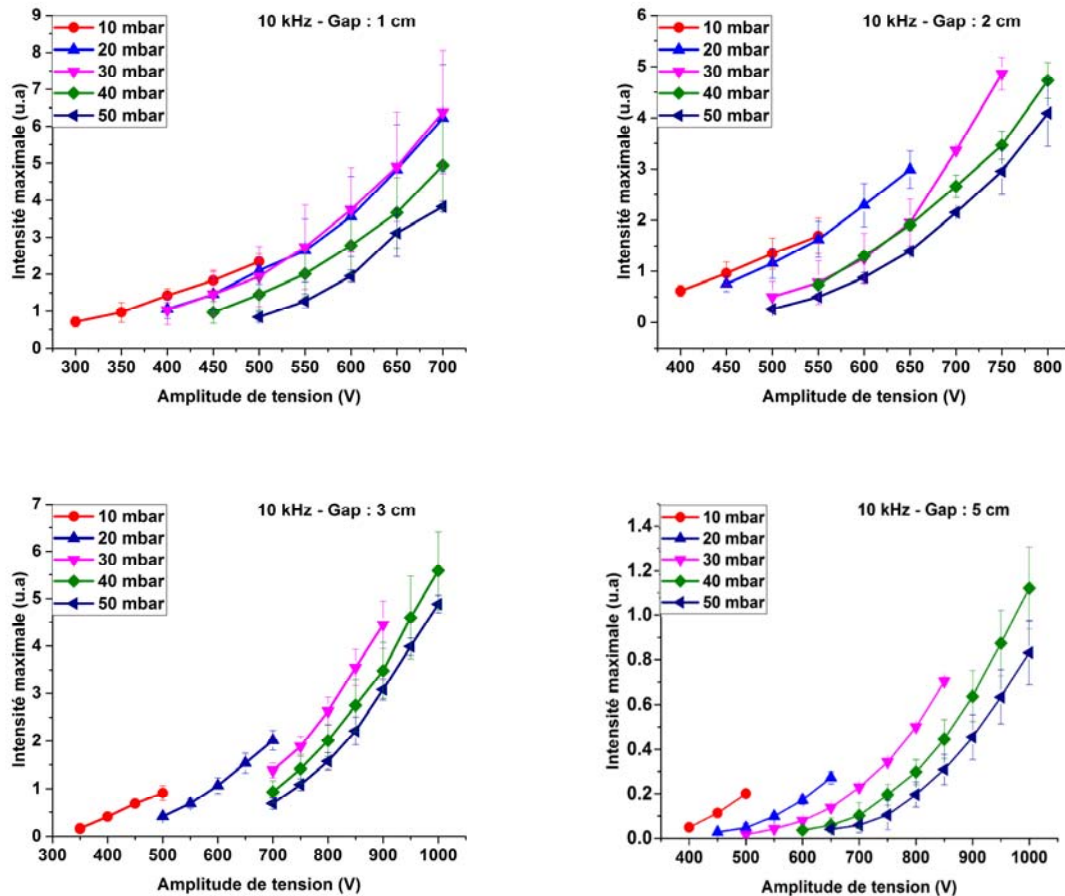


Figure 38 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 10 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3, 5] cm respectivement.

Les tracés de l'intensité maximale augmentent en fonction du temps et pour toutes les pressions utilisées. Les intensités maximales à un espace inter-électrode de 5 cm sont très inférieures par rapport aux autres résultats. L'augmentation de l'espace inter électrode conduit à diminuer le champ électrique, ce qui conduit à réduire la dérive des ions et des électrons et à favoriser leur piégeage d'où le diminution de l'intensité maximale (106).

C.2.2 Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 20 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :

L'ensemble des graphes de la **figure 39** présentent les différents tracés des intensités maximales en fonction de l'amplitude de tension à **20 kHz**, pour des distances inter-électrodes de **[1, 2, 3] cm**. Il se trouve que le plasma ne pouvait pas s'allumer au-delà de **600 et 800 V** à une distance inter-électrodes de **1 et 2 cm** respectivement contrairement à la distance inter-électrodes de **3 cm** dont le plasma pouvait s'allumer jusqu'à **1000 V**.

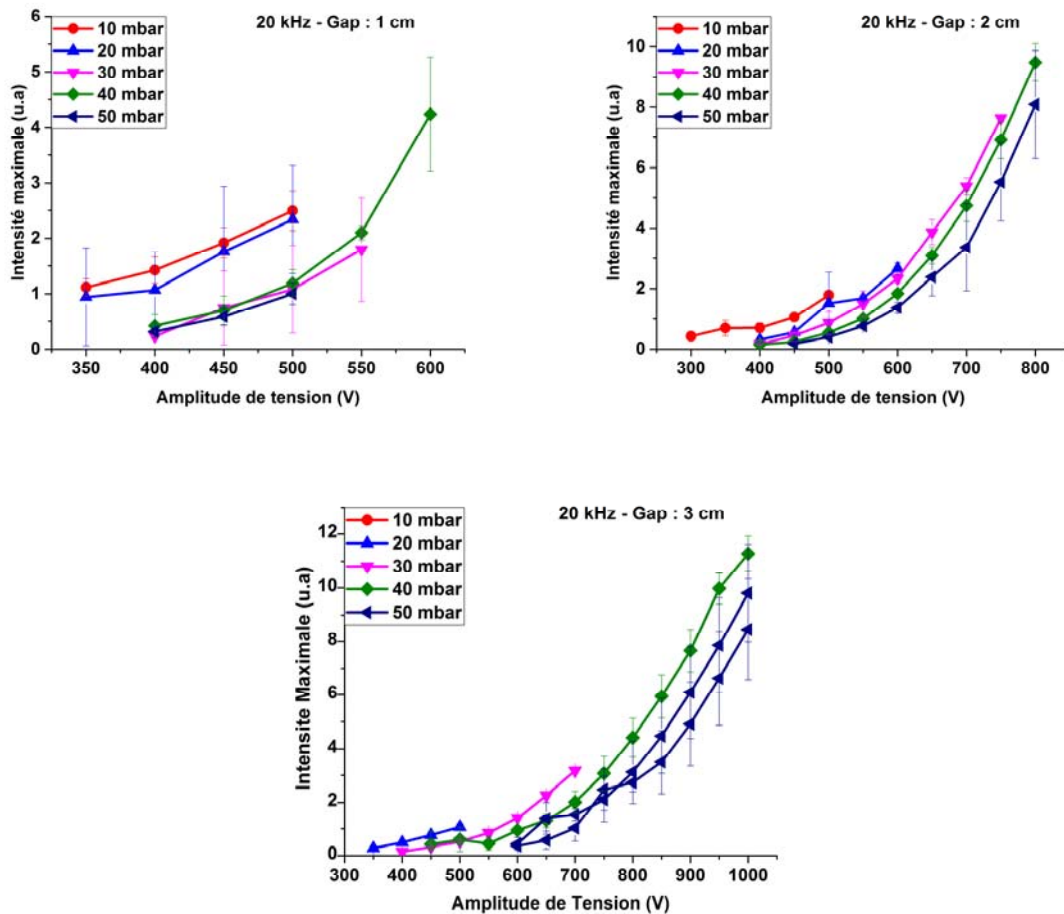


Figure 39 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.

C.2.3 Bilan de l'intensité lumineuse maximale de la lampe β à base d'Argon – 50 kHz – gap : [1, 2, 3] cm :

L'ensemble des graphes de la **figure 40** présentent les différents tracés des intensités maximales en fonction de l'amplitude de tension à **50 kHz**, pour des distances inter-électrodes de **[1, 2, 3] cm**. Il se trouvait que le plasma ne pouvait pas s'allumer au-delà de **700** et **800 V** à une distance inter-électrodes de **1** et **2 cm** respectivement contrairement à la distance inter-électrodes de **3 cm** dont le plasma pouvait s'allumer jusqu'à **1000 V**.

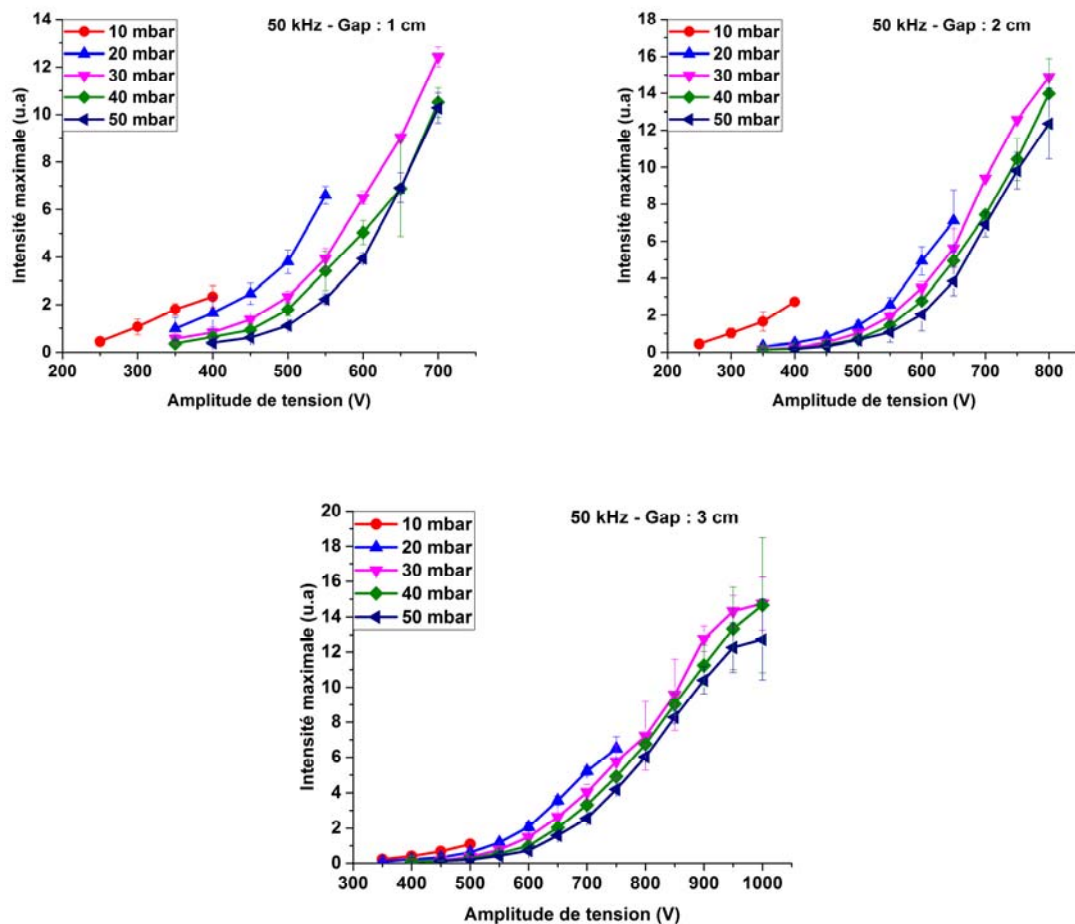


Figure 40 : Intensité maximale en fonction de l'amplitude de tension à 50 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.

C.3 Calcul de l'efficacité de la lampe β à base d'Argon :

L'ensemble des graphes de la **figure 41** présente les efficacités en fonction de l'amplitude de tension à une fréquence de **10 kHz** à une distance inter-électrodes de **[1, 2, 3, 5] cm**. La variation des mesures des points de tension dépendait à ce que le plasma se trouve entre la distance inter-électrodes, le nombre de mesure des points de tension était différents d'une pression à une autre, à chaque fois que la pression diminuait le plasma était susceptible de s'étaler et de dépasser rapidement la distance inter-électrodes.

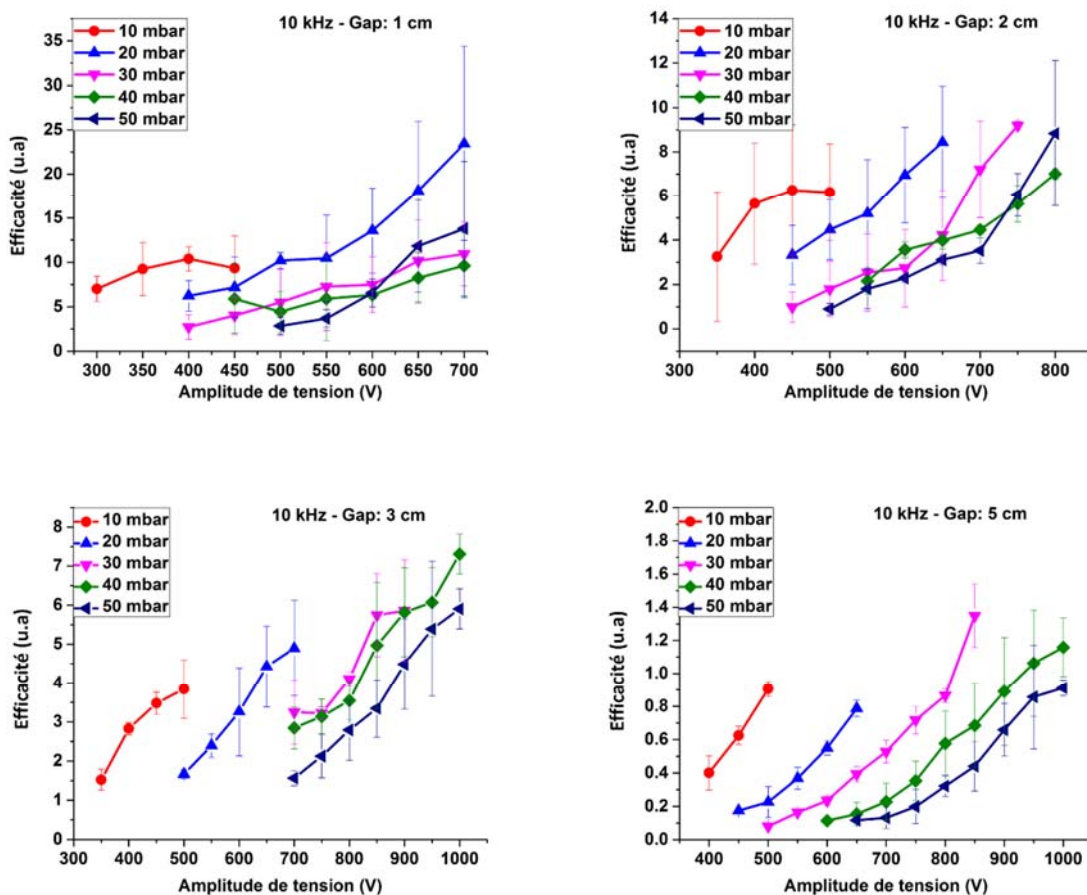
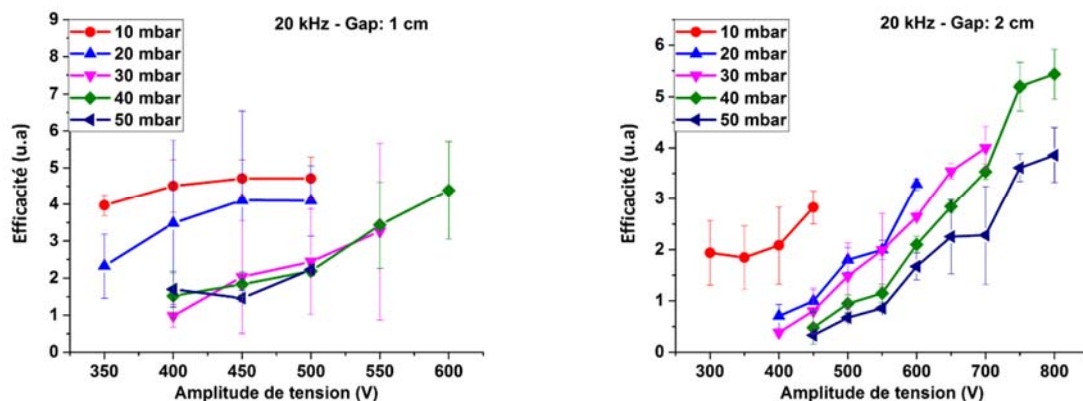


Figure 41: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 10 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3, 5] cm respectivement.

Chapitre 03 – Résultats de l'expérimental et discussions

A vue d'ensemble, les efficacités augmentent en fonction de la croissance de l'amplitude de tension, cela est reproductible sur tous les graphes, néanmoins la valeur de l'efficacité évolue avec la variation de la pression et de la distance inter-électrodes. A **50 mbar**, à une distance inter-électrodes de **1 cm** l'efficacité est **15 fois** plus supérieurs qu'à une distance inter-électrodes de **5cm**, ceci est la cause de la formation d'un filament ou plusieurs dans le plasma de la décharge. À **10 kHz**, Le déclin de l'efficacité progresse en fonction de la variation de la distance inter-électrodes. Celle-ci joue un rôle important dans la production de la lumière, notamment la performance de l'efficacité du plasma.

La deuxième série de manipulations sur la **figure 42** présente l'évolution des efficacités en fonction de l'amplitude de tension à une fréquence de **20 kHz** à une distance inter-électrodes de [**1, 2, 3, 5**] cm. En augmentant la fréquence de **10** par rapport aux résultats précédents, le plasma ne s'allumait pas à une distance inter-électrodes de **5 cm**.



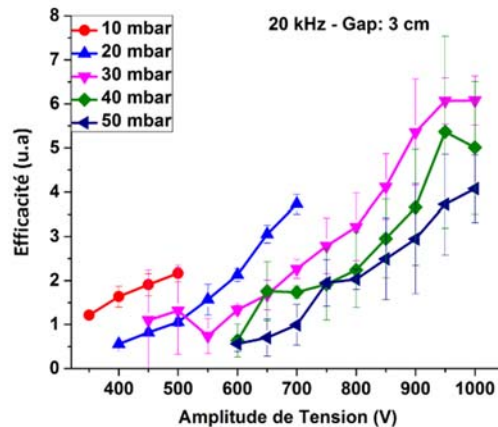


Figure 42: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.

Sur la **figure 42** il n'y a pas une grande différence de variation des efficacités à **20 kHz** à différentes distances inter-électrodes [**1, 2, 3**] **cm**. Les efficacités augmentent légèrement en fonction de la distance inter-électrodes alors qu'en fonction de l'amplitude de tension l'allure reste la même que les résultats de la **figure 41**. Notons que le graphe des efficacités à **10 kHz** à une distance inter-électrodes de **1 cm** présente des écarts types assez grands, ceci peut être la cause de la turbulence du plasma par le signal parasite venant du générateur.

La troisième série de manipulation montrée sur la **figure 43** consistait à élever la fréquence jusqu'à **50 kHz** en gardant les autres paramètres (pression, distance inter-électrodes) similaires aux manipulations précédentes. Identique aux résultats à une fréquence de **20 kHz** le plasma ne s'allumait pas à une distance inter-électrodes de **5 cm**.

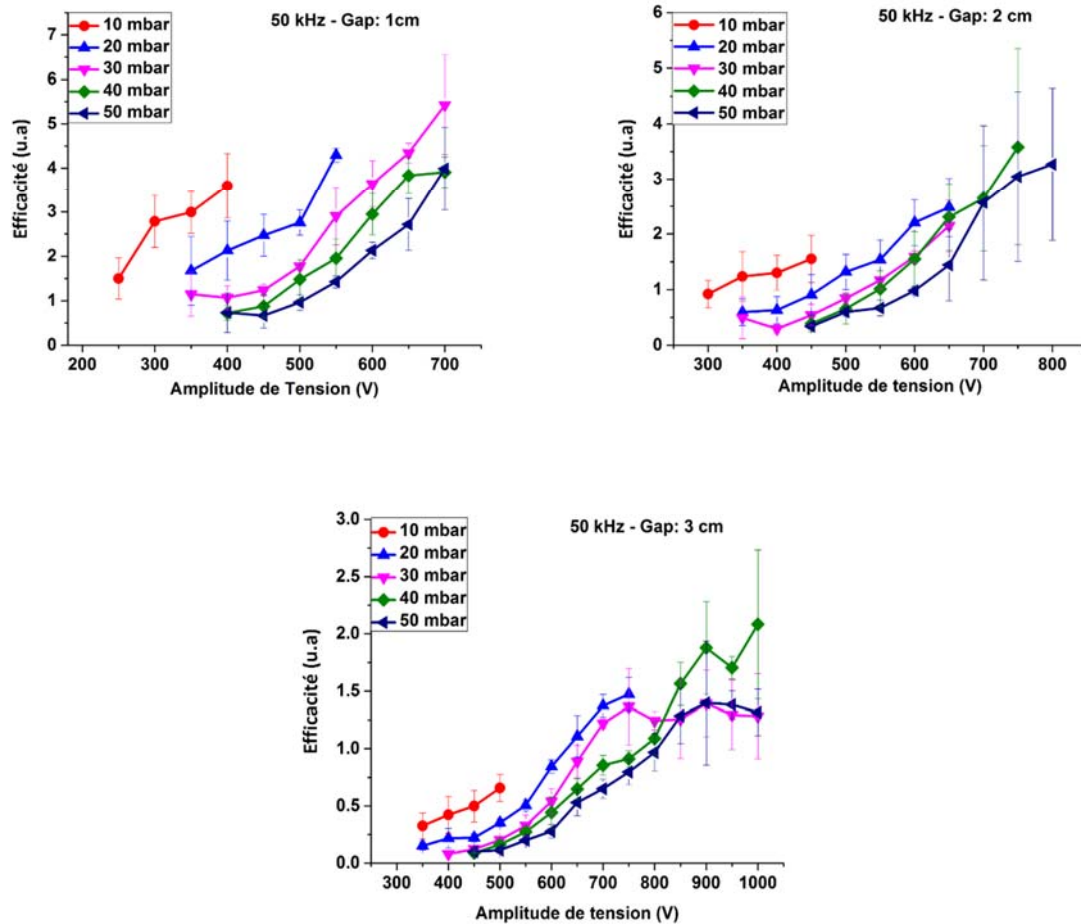


Figure 43: Efficacité en fonction de l'amplitude de tension à 50 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 50] mbar, et à différentes distances inter-électrodes [1, 2, 3] cm respectivement.

A titre de comparaison avec l'ensemble des efficacités sur les différentes fréquences testées [10, 20, 50] kHz, les résultats de la **figure 43** des efficacités à **50 kHz** sont inférieurs aux résultats des conditions précédentes, et présentent une décadence progressive par rapport aux autres efficacités à **10 et 20 kHz**. La distance inter-électrodes de **5 cm** n'est pas un si bon paramètre pour l'amélioration de l'efficacité du plasma, quand la distance inter électrodes augmente le champ électrique baisse et donc les processus d'ionisation et l'énergie d'excitation sont inférieure (moins d'électrons) par rapport à une distance inter électrodes réduite (le cas de 1 cm).

Les conditions optimales de la lampe β à base d'argon à une distance inter électrodes de 1 cm présentaient des filaments au niveau du plasma (voir **figure 44**),

soit quand l'efficacité était meilleure la décharge était inhomogène, un ou plusieurs filaments se formaient dans la décharge. Et quand la décharge ne présentait aucun filament, l'efficacité était inférieure à la normale. La décharge filamentaire dans ce cas est à l'origine de l'organisation de la DBDs qui fait passer le courant à l'intérieur des canalisations de forte densité électronique. On parle d'auto-organisation interne propre à la décharge quand la structure de la décharge filamentaire est intrinsèque au système et n'étant pas imposée par l'environnement extérieur (14).

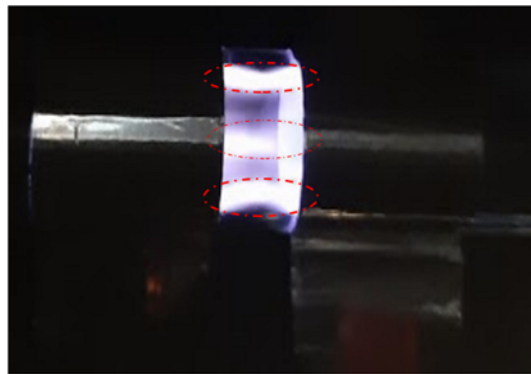


Figure 44: Photo de l'apparition du phénomène de filaments dans le plasma d'Argon à 10 kHz, une distance inter-électrodes de 1 cm et une tension de 700 V.

C.4 Phénomène d'apparition de filaments dans le plasma d'Argon :

La décharge pulsée a la capacité de générer une décharge diffuse à des pressions élevées aux effets du temps de montée du pic de la tension appliquée (107). Notons que la tension appliquée et la fréquence sont des signaux électriques importants qui influencent l'allure de la décharge. Une alimentation électrique faible tension et haute fréquence causera un rallumage des canaux des micro décharges à chaque demi-période, du fait du dépôt de charges à la surface alors qu'une alimentation électrique haute tension et faible fréquence produira sur toute la surface du diélectrique une distribution des micro-décharges (108).

L'application rapide d'un champ électronique à l'espace de décharge chauffe les électrons simultanément dans la totalité du volume actif, permettant la rupture de la décharge de manière homogène. Lorsque l'on utilise l'excitation par courant alternatif, le temps de montée de la tension permet des perturbations dans la répartition spatiale des électrons pour évoluer en filaments, ces filaments empêcheraient le champ électrique d'atteindre une valeur nécessaire pour générer la décharge. (109). De plus dans l'argon, l'énergie de l'état métastable (**11,55 eV**) n'est pas suffisante pour faire de l'ionisation penning sur les impuretés. En conséquence en Argon pur, l'ionisation penning ne peut pas se produire, la décharge obtenue serait donc inhomogène (106). Le plasma d'argon est instable, Cela entraîne une déformation du courant de la décharge pour transiter vers un régime filamentaire, non uniforme.

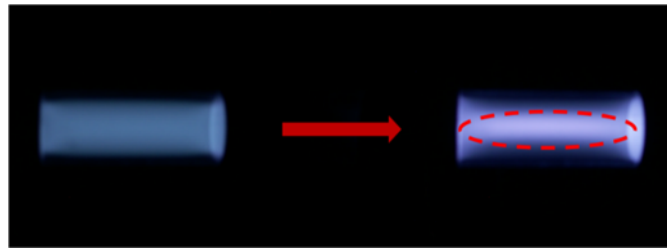


Figure 45: Photo d'un plasma filamentaire d'argon dans la lampe β à une distance inter-électrodes de 5 cm, fréquence: 10 kHz, tension: 900 et 1000 V respectivement et une pression de 50 mbar.

D. Caractérisation de la lampe β à base de Krypton :

En ce qui concerne cette partie de caractérisation, l'étude était beaucoup plus concentrée sur les deux conditions de distance inter-électrodes [**2, 3**] cm et à une fréquence de **20 kHz** après avoir fait un tri des résultats des autres distances inter-électrodes [**1, 5**] cm réalisés dans la décharge à Krypton. Le nouveau apport au niveau de cette étude par rapport aux manipulations à base d'Argon était l'utilisation de la camera iCCD.

D.1 Bilan général de la lampe β à base de Krypton – 20 kHz – gap : 2 cm :

L'ensemble des courbes sur la **figure 46** présente l'intensité maximale, la puissance et l'efficacité en fonction de l'amplitude de tension, les mesures étaient réalisés à une fréquence de **20 kHz**, à une distance inter- électrodes de **2 cm** pour une gamme de pression de **10 à 100 mbar**.

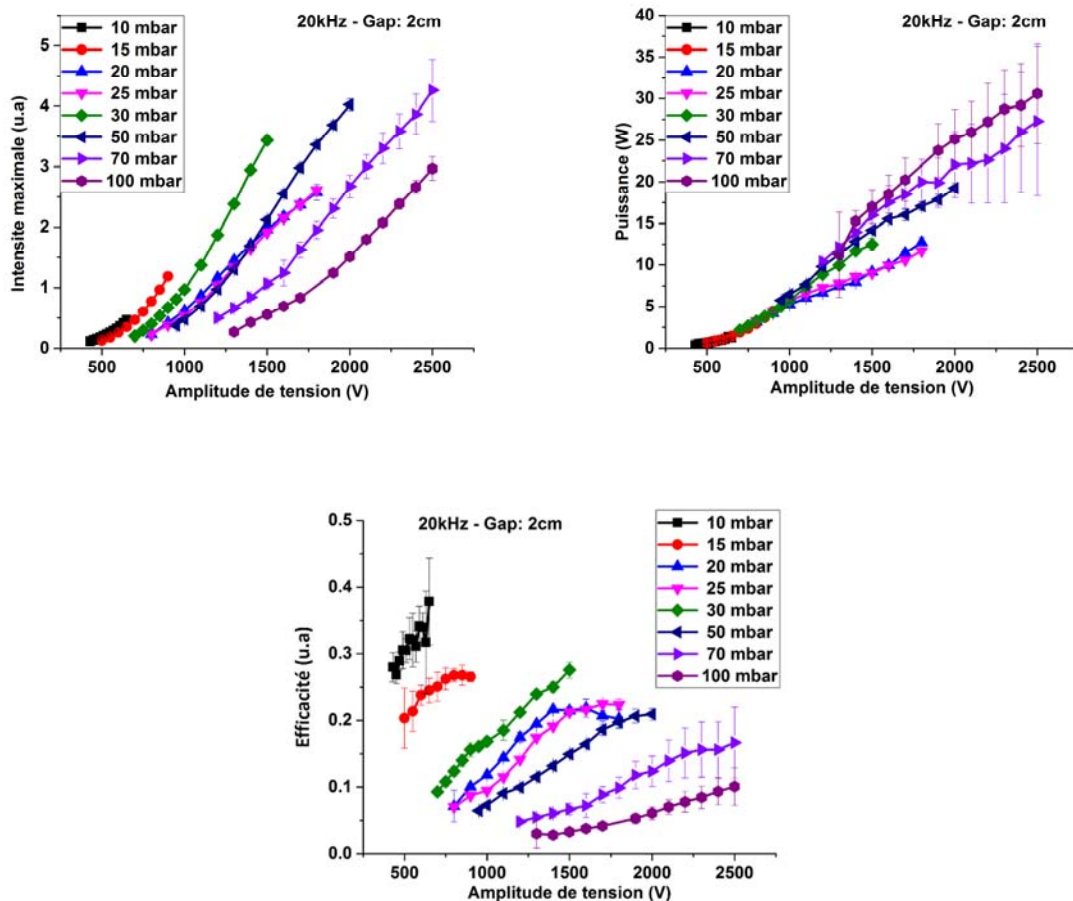


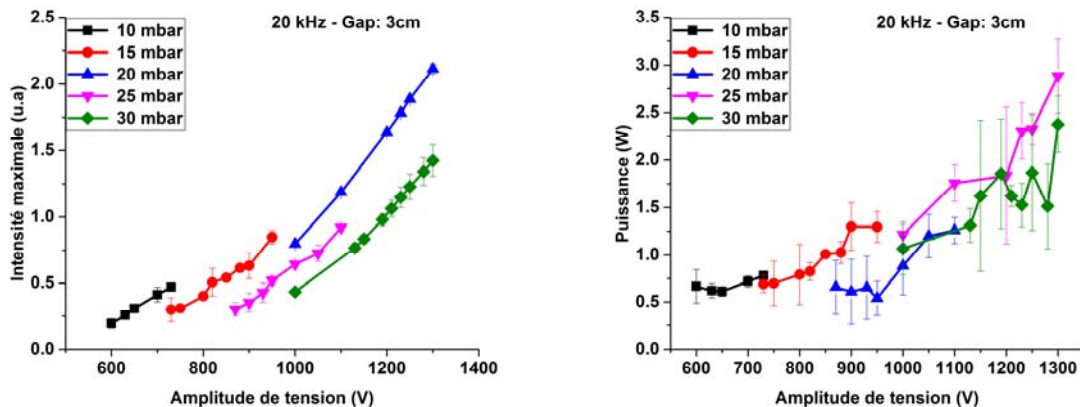
Figure 46: Variation de l'intensité maximale, la puissance moyenne et l'efficacité, respectivement en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 100] mbar, et à 2 cm de distance inter-électrodes.

Chapitre 03 – Résultats de l'expérimental et discussions

L'allure des trois graphes de la **figure 46** présente une croissance de l'intensité maximale, la puissance moyenne et l'efficacité respectivement en fonction de l'amplitude de tension. A **30 mbar – 1500 V** l'efficacité atteint son maximum entre autre à des pressions **[20, 25, 50] mbar**. À un intervalle d'amplitude de tension de **[1300 – 2000] V**, il existe un optimum d'efficacité.

D.2 Bilan général de la lampe β à base de Krypton – 20 kHz – gap : 3 cm :

L'ensemble des courbes sur la **figure 47** présente l'intensité maximale, la puissance et l'efficacité en fonction de l'amplitude de tension, les mesures étaient réalisés à une fréquence de **20 kHz**, à une distance inter- électrodes de **3 cm** pour une gamme de pression de **10 à 30 mbar**.



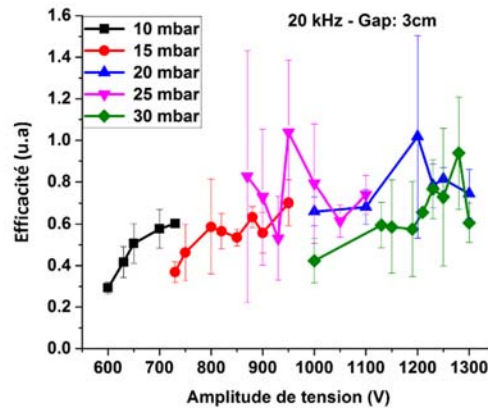


Figure 47: Variation de l'intensité maximale, la puissance moyenne et l'efficacité, respectivement en fonction de l'amplitude de tension à 20 kHz sur un intervalle de pression de [10 - 30] mbar, et à 3 cm de distance inter-électrodes.

Les résultats de la **figure 47** présentent l'évolution des trois facteurs essentiels pour l'évaluation du fonctionnement de la lampe en ces conditions. Ces trois grandeurs présentent une allure de croissance perturbée au niveau de la puissance et de l'efficacité.

Les écarts types dans le cas des efficacités étaient élevés, cela est causé par l'accumulation des écarts types des mesures de l'intensité maximale et de la puissance moyenne (trois mesures expérimentales), comme il peut être entraîné par la turbulence des ondes magnétiques provenant du générateur, sachant que lors des manipulations l'oscilloscope était placé à **1 m** de distance par rapport le générateur tandis que la sonde de tension était à **20 cm** de distance et la sonde de courant à **70 cm**. La température qui est une grandeur d'influence importante peut aussi influencer sur la dynamique du plasma. À des grands écarts types que présentaient les résultats, une vérification des datas était nécessaire afin de procéder à un tri de résultats. Les résultats de nos calculs sont alors quantitatifs. L'utilisation de la camera iCCD était consacrée à la première condition dont le gap était de **2 cm** et à **20 kHz**.

D.2.1 Grandeur d'influence, la température :

La température est une grandeur d'influence importante qui a souvent un effet sur les instruments de mesure. La température générée par le plasma joue un rôle important sur la production de photons.

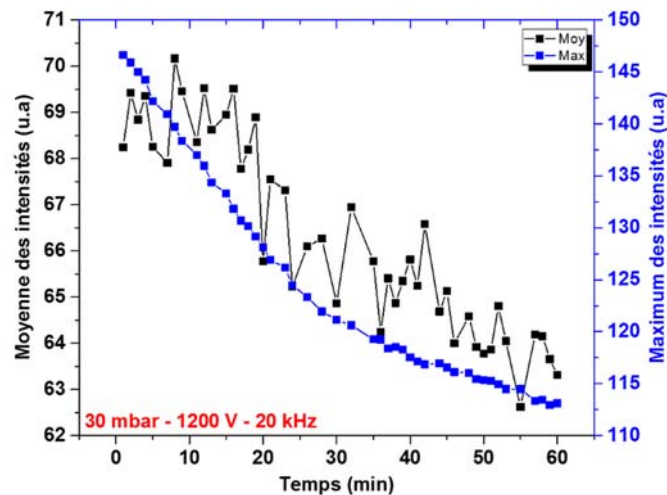


Figure 48 : Variation de la moyenne et du maximum des intensités en fonction du temps dans un plasma de Krypton.

La **figure 48** montre que l'intensité lumineuse en terme général (moyenne des intensités et le maximum des intensités) diminue progressivement de **10 %** en **1 heure**, ceci peut causer une perturbation au niveau des résultats sachant que les manipulations se faisaient toute la journée pendant 8 heures. La diminution des intensités peut être due à la chaleur dégagée par le tube. Cette diminution influencerait sur les pertes de puissance dans le diélectrique, qui pouvant être importantes même pour un diélectrique en verre (110). Notons que l'interaction thermique avec la surface diélectrique joue un rôle important pour la stabilisation de la décharge (111). La stabilisation thermique permet principalement par thermo désorption d'obtenir dans certains cas une décharge stabilisée.

E. Etude de la décharge par caméra ICCD :

E.1 Existence des striations dans la décharge :

L'existence de striations dans la DBD - manifestation d'ondes et oscillations d'ionisation – est un sujet intéressant, entravé en partie par le manque de preuves empiriques, c'est pour cela que la formation des striations n'est pas vraiment comprise (112). Les striations sont d'une alternance entre les régions de prédominance de la création d'électrons et les régions de prédominance de la perte d'électrons. Cette étude apporte une contribution récente à l'existence des striations dans un plasma à base de krypton à basse pression. L'analyse expérimentale nous a permis de distinguer deux types de striations, les striations mobiles et les striations immobiles. Dans le cas de cette étude les striations sont formées une à une de la cathode vers l'anode (de gauche à droite sur la **figure 49**) dans un champ faible. Les stries se trouvant dans un plasma de Krypton se déplacent en réalité dans le sens de la cathode vers l'anode entre le gap et ensuite elles se dissipent, en dehors de la zone du gap les stries n'existent pas. Les photos des émissions dans ce travail ont été obtenues par un dispositif à couplage de charges intensifié (ICCD) avec un temps d'exposition de l'ordre de la nanoseconde.

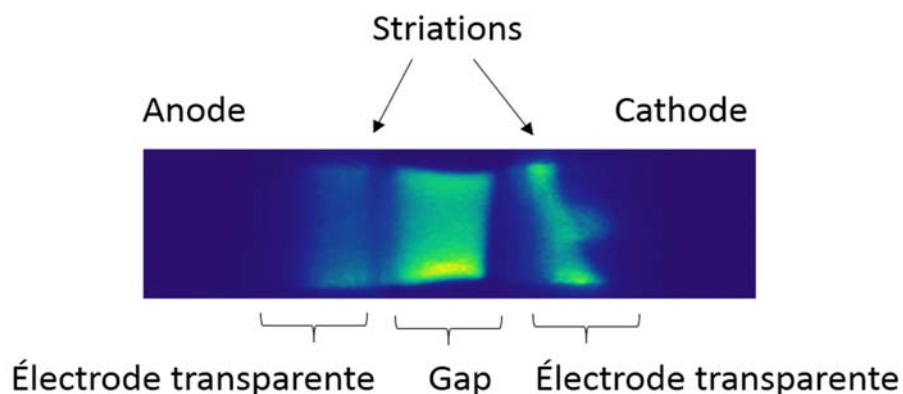


Figure 49 : Photo prise avec la camera iCCD du plasma entre le gap lors de l'apparition des striations.

Les stries se manifestent initialement près de la cathode et se propagent vers l'anode comme rapporté dans les expériences déjà réalisées (113). Sur la **figure 50** la

cathode est à gauche, l'anode est à droite. Une région à lueur négative se forme près de la cathode avec un grand pic de densité de plasma, la région de la lumière négative n'est que légèrement affectée par la modulation des paramètres du plasma dans la colonne positive (114).

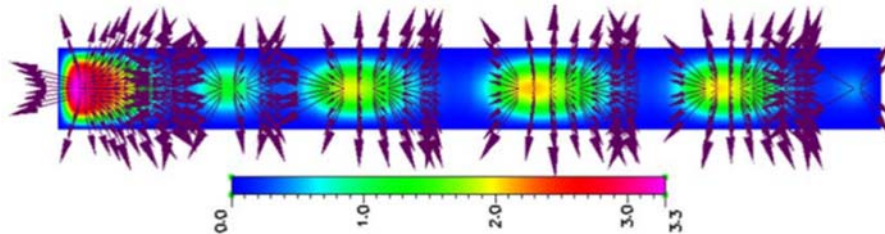


Figure 50 : Modèle bidimensionnel d'une décharge dans l'argon à une pression de 2 Torr, le courant de décharge de 100 mA, dans un tube cylindrique de longueur $L = 20$ cm et de rayon $R = 1$ cm (34).

Notons que les striations ne sont pas souhaitables pour la plupart des applications telle que les lasers à gaz et les sources de lumière. Les striations affectent les caractéristiques d'une décharge. Au niveau de la conception des lampes fluorescentes, les efforts sont réalisés afin de mettre des conditions dans lesquelles les striations ne se produisent pas ou ne peuvent être observées à l'œil nu. Dans le cas de cette étude les striations étaient observées à l'œil nu et avec l'apport de la caméra ICCD, cela a confirmé leurs existences. A l'œil nu les striations étaient beaucoup plus émergentes dans le Krypton, quant au plasma d'Argon témoigne de l'apparition de filaments dans la décharge.

E.2 Phénomène des striations dans le plasma de Krypton :

Les images de la **figure 51** sont obtenues à l'issu de l'acquisition avec la caméra ICCD, et présentent une séquence d'images illustrant la propagation et l'évolution temporelle et spatiale du streamer durant la transition positive du signal de tension.

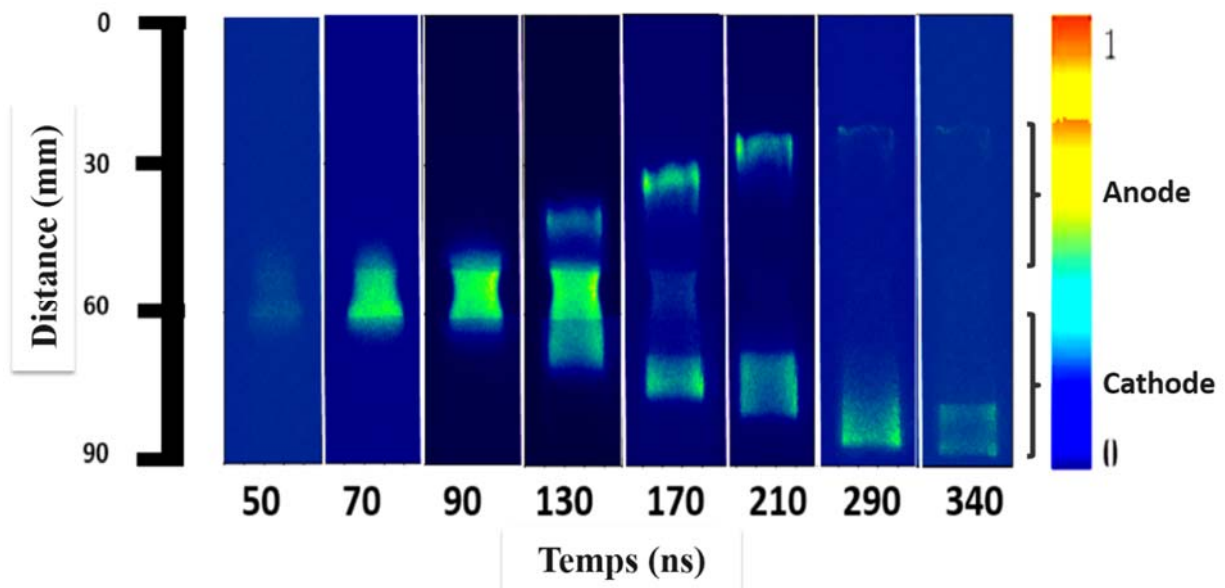


Figure 51: Dynamique du plasma-Krypton dans la lampe entre l'espace inter-électrodes au cours de la transition positive du signal de tension (30 mbar, 1 kV, 20 kHz). <https://www.academia.edu/video/kL8wNk>

Le couple d'images de la **figure 51** montre le claquage associé à l'alternance positive. Le mécanisme est similaire à celui de l'alternance négative. Lors de la prise des photos la tension est maintenue constante en fonction du temps. À mesure que le temps variait, des striations apparaissent en différents points du gap, orientées vers le haut et vers le bas en partant du centre de l'espace de la décharge jusqu'à leurs extinctions. Les striations sont à l'origine du phénomène de l'organisation de la décharge, l'observation de ces phénomènes dans les DBD à l'aide d'une caméra ICCD reste assez qualitative.

Dans les DBD, les striations apparaissent à des pressions différentes, de la basse pression à la pression atmosphérique (115). Cette étude se concentre sur un aspect purement expérimental des striations, précisément à **30 mbar** comme le montre la **figure 51** (116). Les travaux rapportés par Liu (117) concernant l'évolution des striations était un point de référence. L'hypothèse était que les électrons se déplaçaient de la cathode vers l'anode en raison de l'effet de la force électrostatique, et obtiennent de l'énergie du champ électrique pour le processus d'excitation et d'ionisation des atomes de Krypton. Ensuite, les charges positif spatiales progressent

vers la cathode, ce sont les endroits où l'homogénéité du plasma est localement perturbée par un excès d'ions et d'électrons (29). Un fort champ électrique serait créé à proximité de la cathode ; les électrons acquièrent suffisamment d'énergie au bord de la colonne positive et des striations se forment.

E.3 Type de striations :

Il existe deux types de stries dans le plasma de Krypton, les stries stationnaires et les des stries mobiles qui se déplacent de la cathode à l'anode. La première étude sur les striations mobiles a été signalées en 1920 par Aston et Kikuchi (118). En 1962, Yoshimoto (119) a précisé que les stries mobiles positives dans les décharges lumineuses DC sont générées par la fluctuation électronique et basée sur les ondes de l'interaction entre la charge spatiale vers la cathode et la densité d'électrons vers l'anode (120). Les striations sont également appelées onde d'ionisation en raison de leur nature de diffusion-ionisation (34). Les deux types de striations (mobiles et immobiles) se présentent sous forme d'anneaux en raison de la géométrie coaxiale de la lampe. Le plasma prend la forme de la lampe et la forme des électrodes qui sont responsables de l'alimentation en énergie.

E.4 Bilan d'apparition des striations :

Sur la **figure 52**, le plasma entre le gap a un grand pic d'intensité lumineuse, ceci est le résultat des processus forts qui régissent la colonne positive et qui sont responsables de la formation du plasma. Sur les photos **(a)** et **(b)**, la largeur du pic d'intensité lumineuse augmente en fonction du temps de **14,85 mm** à **15,84 mm** jusqu'à ce que deux pics se forment. Sur la photo **(c)**, il y a deux pics d'intensité lumineuse, le premier est plus large que le second et a une valeur de **26,10 mm**, l'évolution de l'intensité lumineuse du deuxième pic n'est pas indépendante et s'est formé à partir du premier pic d'intensité lumineuse. Le deuxième pic est attaché au premier pic, cela pourrait expliquer le mécanisme des striations. L'hypothèse est la suivante : lorsque le pic d'intensité lumineuse augmente il y a une production

Chapitre 03 – Résultats de l'expérimental et discussions

importante de métastables, ce qui entraîne l'apparition de stries. Sachant que le modèle proposé par Robertson indiquait qu'avec seulement un petit nombre de métastables la décharge devient stable (121)-(122). Dans le cas de cette étude, la décharge n'est pas stable : le nombre d'états métastables dans le plasma de Krypton est plus élevé que celui des autres états et provoquent l'apparition de striations.

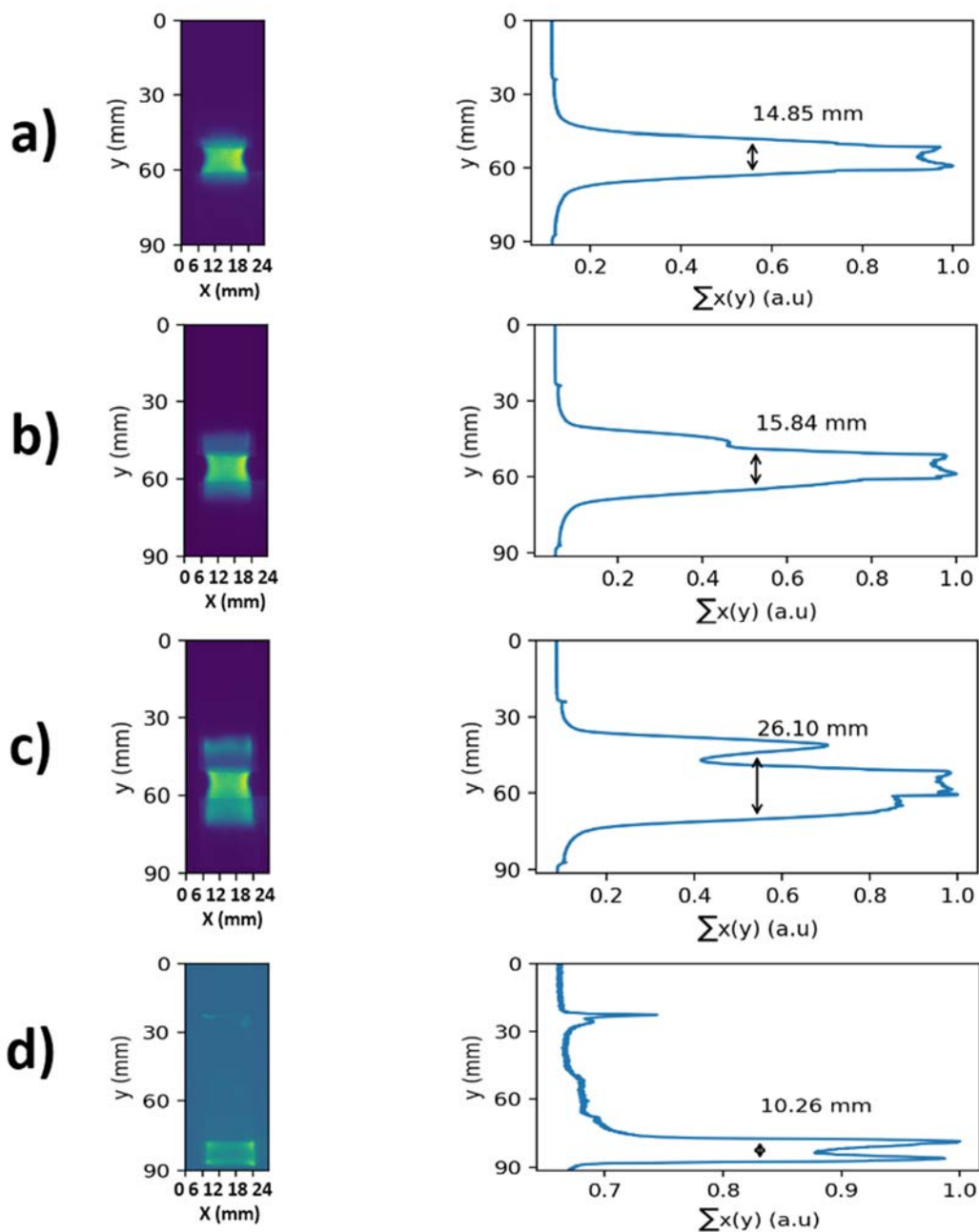


Figure 52 : Profil d'intensités obtenu à partir des images de la camera iCCD entre l'espace inter-électrodes au cours de la transition positive du signal de tension (30 mbar, 1 kV, 20 kHz).

L'apparition de stries permet de conclure que le plasma est inhomogène, l'intensité lumineuse du plasma n'est pas uniforme, elle est répartie différemment sur le gap-plasma. Sur la photo **(d)**, la largeur de l'image d'intensité lumineuse commence à diminuer jusqu'à atteindre **10,26 mm** près de la cathode, car le deuxième pic est situé à l'extrémité de l'anode, le deuxième pic est très étroit par rapport à sa taille sur la photo **(c)**, cependant le deuxième pic semble être détaché du premier pic jusqu'à disparition. La diminution du pic d'intensité lumineuse est probablement due à la perte de métastable de Krypton par réaction d'extinction (quenching), le processus d'extinction du métastable **Ar (1s5)** confirme que la métastable est certainement l'une des sources importantes dans la formation des stries [13]. En général, les striations commencent à se former près de la cathode lorsque le champ électrique est élevé, les striations accumulent des charges et se déplacent vers l'anode, ça peut être l'explication de l'apparition du deuxième pic d'intensité lumineuse près de l'anode. Pekarek (29) explique dans ses travaux qu'une augmentation locale de la densité des particules chargées ne peut pas rester dans un lieu donné pendant une longue période. Il n'y aurait pas de phénomène de vague, si la perturbation n'entraîne pas une modification du taux d'ionisation par électron.

E.5 Striations et nature de la décharge-plasma :

Les striations ont confirmé que la nature de la décharge AC n'était pas stable, malgré le fait que les striations sont un brillant exemple d'auto-organisation à un niveau cinétique typique. Des progrès ont été réalisés dans la compréhension de la nature des striations dans les décharges classiques de gaz rares en courant continu (114), il a été confirmé que la cinétique des électrons est responsable de la formation de striations dans la plupart des cas. Cette alternative peut être adaptée à la décharge AC de cette étude, car la formation de striations est similaire dans les décharges DC pulsées et les DBD (117). Le plasma est également estimé comme un milieu spatialement inhomogène et les striations sont considérées comme une forme particulière d'auto-organisation observée dans la décharge sous diverses conditions de variation des paramètres physiques (30).

F. Conclusion :

L'optimisation de la lampe β a révélé que la décharge présentait une meilleure efficacité radiative à une distance inter électrodes de 1 cm. Quand la distance inter électrodes est réduite le champ électrique augmente, les processus d'ionisations et l'énergie d'excitation augmentent aussi pour faire apparaître un phénomène de striations et de filaments. Bien qu'au niveau de notre décharge l'absence de contact entre les électrodes et le plasma évitait la pollution du plasma, et présentait un atout participant à la longévité des durées de vie des lampes. Cela n'a pas épargné certains phénomènes à faire part dans notre plasma-DBD. La DBD présentait un phénomène d'auto organisation : des striations dans la lampe à base de krypton et des filaments dans la lampe à base d'argon. De même, les mesures optiques dans le cadre de cette étude étaient simples à réaliser contrairement aux mesures électriques qui étaient très délicat aux perturbations. Il est donc important de couvrir en totalité le générateur avec la cage de Faraday.

Deuxième partie de modélisation :

IV. Chapitre : résultats de la modélisation et discussion

A. Conditions de calcul :

Les conditions de calcul sont citées dans le tableau en dessous. Plusieurs tensions sinusoïdale, rectangulaire et burst ont été utilisée comme source d'excitation de la DBD, avec les mêmes conditions de fonctionnement utilisées dans de nombreux travaux théoriques et expérimentaux (123) (124) (125).

Gaz	Krypton
1. <i>Pression</i>	100 - 700 Torr (133,32-933,25 mbar)
2. <i>Température du gaz</i>	300 K
3. <i>Fréquence</i>	50 kHz
4. <i>Densité de pré ionisation</i>	10^9 cm^{-3}
5. <i>Capacitance équivalente aux diélectriques</i>	280 pF
6. <i>Amplitude de tension appliquée</i>	$V_g = 2.5 - 8 \text{ kV}$

Tableau 4: Conditions utilisées dans les calculs.

B. Cas général à une tension de 3 kV appliquée sur trois signaux, sinusoïdale, rectangulaire et burst :

B.1 Caractéristiques électriques de la décharge :

La figures en dessous montrent les variations temporelles du courant, de la tension appliquée $V_{app}(t)$, de la tension du plasma $V_{pla}(t)$ et de la tension diélectrique $V_D(t)$ pour un plasma de Krypton et sous un pic de tension de **3 kV** dans les trois cas :

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

sinusoïdale, rectangulaire et burst, à une pression de **400 Torr (533,28 mbar)** et à une fréquence de **50 kHz**.

B.1.1 Cas sinusoïdale :

L'évolution temporelle du courant de la décharge déduite du modèle est représentée sur la **figure 53**. L'intensité du courant atteint un maximum d'environ **1.04 A** pendant la première période, cette valeur diminue à un maximum d'environ **0,87 A** et reste constante dans chaque période.

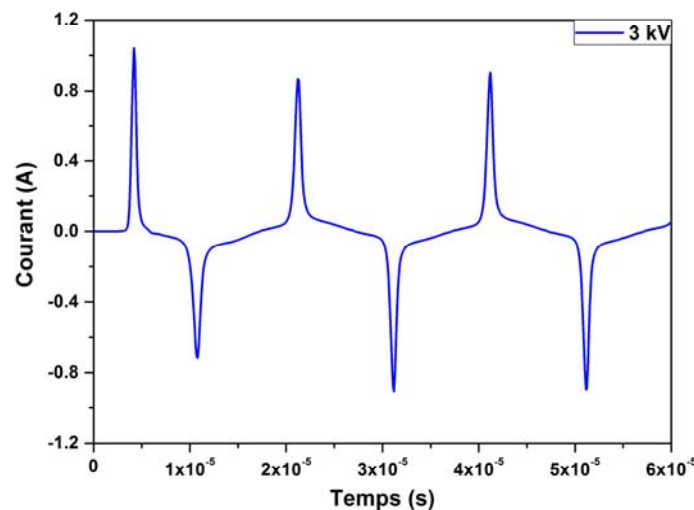


Figure 53: Variation temporelle du courant de la décharge.

Lorsque le courant circule à travers la décharge, la capacité en série avec le plasma commence à se charger jusqu'à la rupture du gaz. La tension diélectrique commence à augmenter tandis que la tension du plasma augmente. A chaque instant, la différence entre les tensions $V_{app}(t)$ et $V_D(t)$ est égale à $V_{pla}(t)$ (126). Les diélectriques commencent à se charger pour atteindre un maximum d'environ **2,9 kV**, la tension de claquage du gaz diminue légèrement pour atteindre une valeur d'environ **2,3 kV** et la tension maximale appliquée diminue également à **2,3 kV**. Les valeurs de tension de claquage du gaz restent constantes pendant le reste du temps et dans chaque période. Cette diminution de la tension de claquage du gaz est principalement due aux charges de mémoire qui s'accumulent sur les surfaces

internes des diélectriques pendant la première période et contribuent au claquage pendant les autres périodes (94).

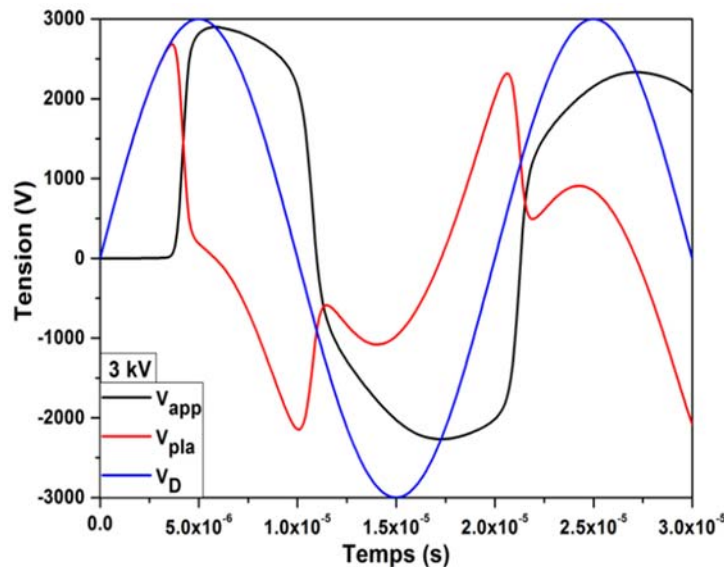


Figure 54: Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app} .

B.1.2 Cas rectangulaire :

La **figure 55** présente la densité du courant de la décharge en fonction du temps, la durée de l'impulsion du courant est de **1500 ns**. Durant cette impulsion le courant de décharge présente une augmentation rapide pour atteindre une valeur maximale de l'ordre de **1,62 A** à l'instant **400 ns**. Après cet instant la densité de courant commence à diminuer progressivement pour atteindre une valeur très faible.

Le temps de claquage dans ce cas correspond à **T= 230 ns**, c'est le temps nécessaire pour que le gaz devient conducteur (formation du plasma). Durant cette phase les électrons ont des énergies suffisamment importantes pour exciter et ioniser les atomes neutres. Ceci explique l'augmentation rapide des densités des espèces excitées et des ions à partir de cet instant.

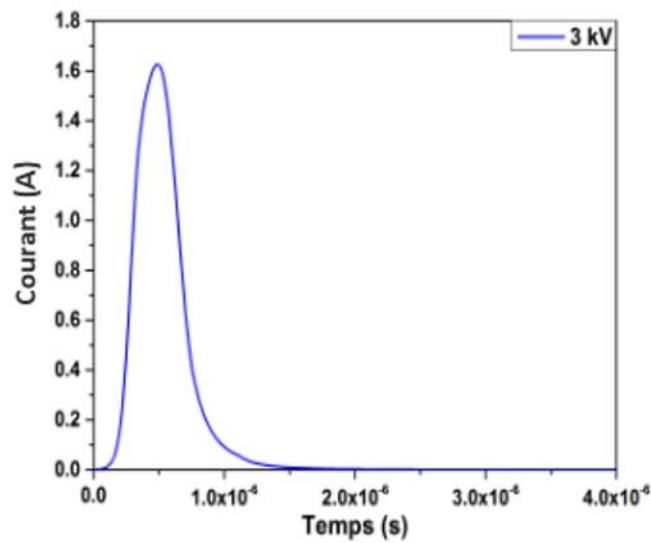


Figure 55: Variation temporelle de la densité du courant de la décharge.

La **figure 56** présente la variation de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_{D} et de la tension appliquée V_{app} en fonction du temps. Lorsque le courant circule à travers la décharge, la capacité en série avec le plasma commence à se charger. La tension diélectrique atteint une valeur maximale de **3 kV** tandis que la tension à travers l'espace diminue. A chaque instant, la différence entre les tensions $V_{\text{app}}(t)$ et $V_{\text{D}}(t)$ est égale à $V_{\text{pla}}(t)$ (126). La tension appliquée augmente pour atteindre une valeur d'environ **3 kV**, les diélectriques se chargent, la tension diélectrique reste constante avec une valeur de **3 kV**, tandis que la tension du plasma diminue jusqu'à tendre vers zéro.

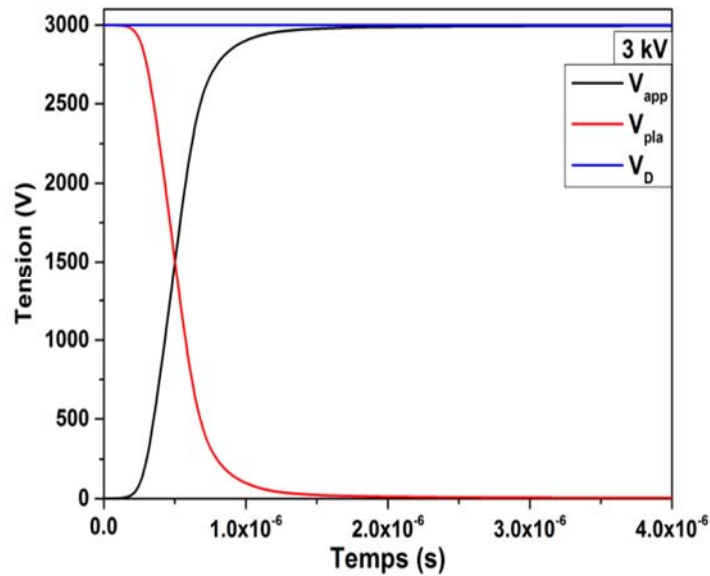


Figure 56: Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app} .

B.1.3 Cas burst :

L'excitation Burst peut être considérée comme un type intermédiaire de forme d'onde entre l'onde sinusoïdale et l'onde pulsée avec une haute fréquence modulée en amplitude, notons que l'onde est générée par une alimentation de forme d'onde sinusoïdale. La forme d'onde de l'excitation Burst dépose beaucoup plus d'énergie dans le plasma pendant chaque période d'excitation (127). Akashi et al (127) ont prouvé avec des simulations informatiques que les temps de montée rapides de la tension d'excitation synchronisent l'allumage de la décharge à travers la surface de la barrière de l'électrode et produisent une distribution spatiale plus uniforme du plasma de décharge. L'excitation Burst a déjà fourni une meilleure performance par rapport à l'onde pulsée, elle a généré un flux lumineux VUV plus élevé tout en maintenant des rendements élevés, même à des densités de puissance électrique élevées (127).

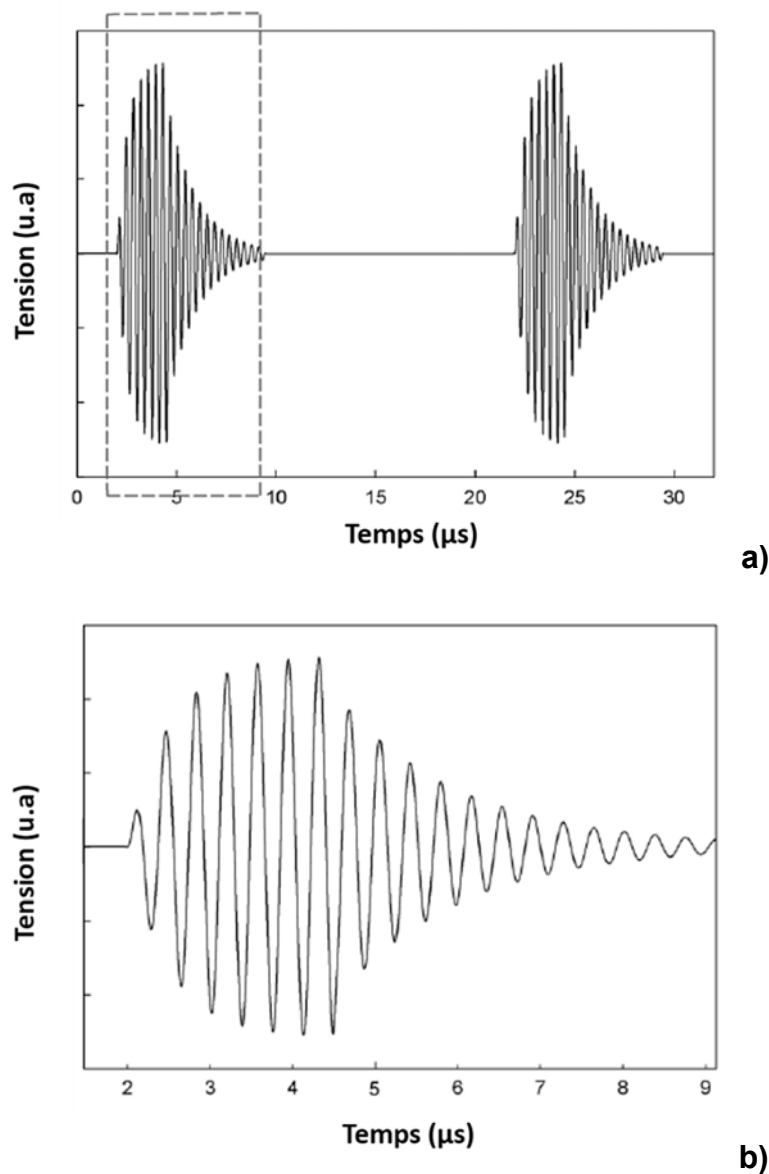


Figure 57: a) Onde burst périodique modulée en amplitude avec une fréquence porteuse de 2,5 MHz, b) vue agrandie de la partie sélectionnée (127).

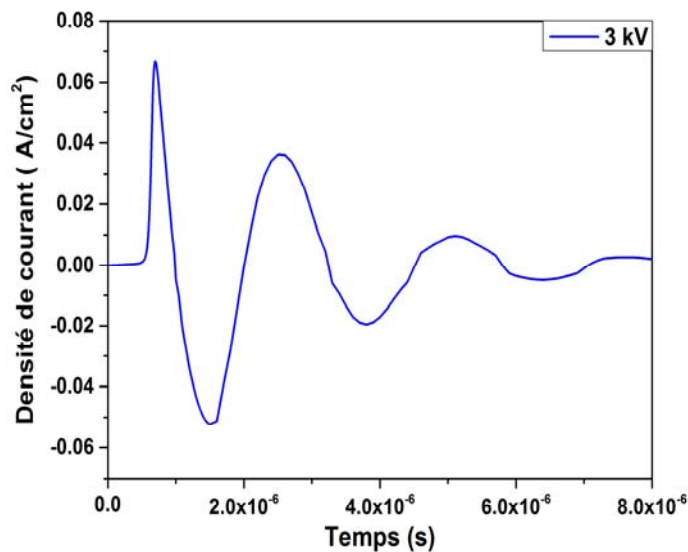
La densité de courant de la **figure 58** atteint un maximum d'environ **0,66 A** pour ensuite diminuer jusqu'à atteindre une valeur d'environ **0,33 A**. Il est nécessaire de noter que dans cette condition d'excitation des DBDS, le claquage se produit rapidement et une forte énergie est déposée par les électrons dans le milieu plasma.

Le temps de claquage dans le cas sinusoïdal est long, la différence d'énergie déposée est faible par rapport aux temps de claquage rapides dans les cas

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

rectangulaires et burst (la différence d'énergie déposée est élevée). Le temps de claquage affecte la décharge.

Il est important de noter qu'au niveau de la nature pulsée des DBD, la forme de la tension appliquée joue un rôle crucial sur la consommation d'énergie dans le milieu plasma et dans la détermination des profils de courant de décharge qui est souvent utilisée pour caractériser la décharge (73).



a)

Figure 58: Variation temporelle de la densité du courant de la décharge.

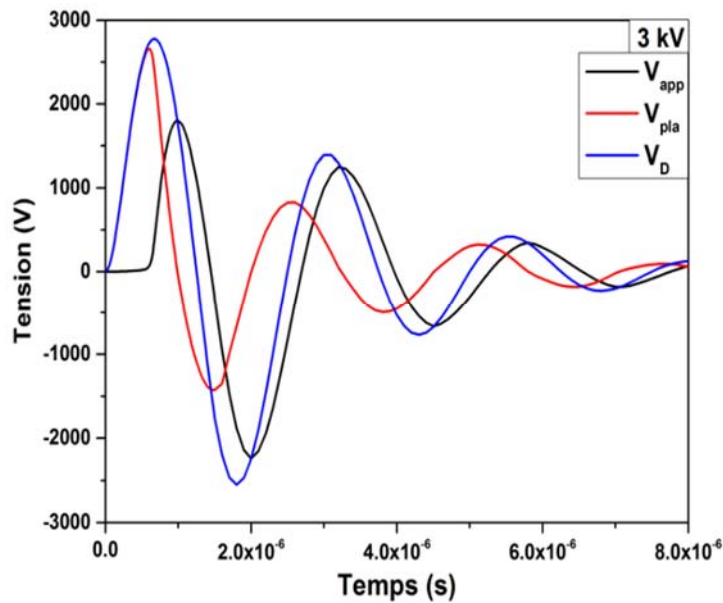


Figure 59: a) Variation temporelle de la densité du courant de la décharge, b) Variations temporelles de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app} .

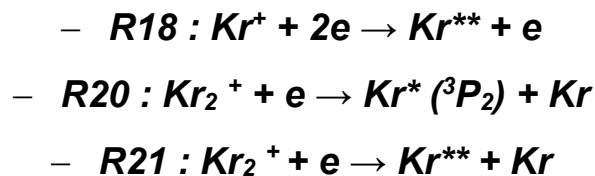
La **figure 59** présente la variation de la tension aux bornes de la décharge V_{pla} , de la tension aux bornes du diélectrique V_D et de la tension appliquée V_{app} en fonction du temps. Lorsque le courant circule à travers la décharge, la capacité en série avec le plasma commence à se charger jusqu'à la rupture du gaz. La tension diélectrique commence à augmenter de même pour la tension à travers l'espace. Les diélectriques commencent à se charger pour atteindre un maximum d'environ **2,7 kV**, la tension de claquage du gaz diminue légèrement pour atteindre une valeur d'environ **2,6 kV** et la tension maximale appliquée diminue aussi avec une valeur d'environ à **1,7 kV**. Les valeurs des tensions diminuent progressivement pendant le reste du temps.

B.2 Variations temporelles des espèces de la décharge :

B.2.1 Cas sinusoïdale :

La **figure 60 a)** présente les variations temporelles des différentes espèces créées dans le plasma. Les espèces excitées et ionisées par l'impact des électrons lors de la première impulsion participent à des réactions chimiques avec des particules lourdes. Cette chimie est très importante pour la création de radicaux actifs et molécules excitées qui peuvent produire des émissions dans les spectres UV et VUV.

La première phase de décharge est caractérisée par une croissance rapide de la densité d'électrons, d'ions de krypton (Kr^+) et d'ions moléculaires (Kr_2^+). L'ion de krypton (Kr^+) est consommé dans la décharge pour participer à la production des excimères. La diminution de la densité électronique est principalement due aux processus de recombinaison électron-ion. Ces derniers sont fondamentaux pour la formation des états excités du Kr (voir **chapitre 3, tableau 3**) :

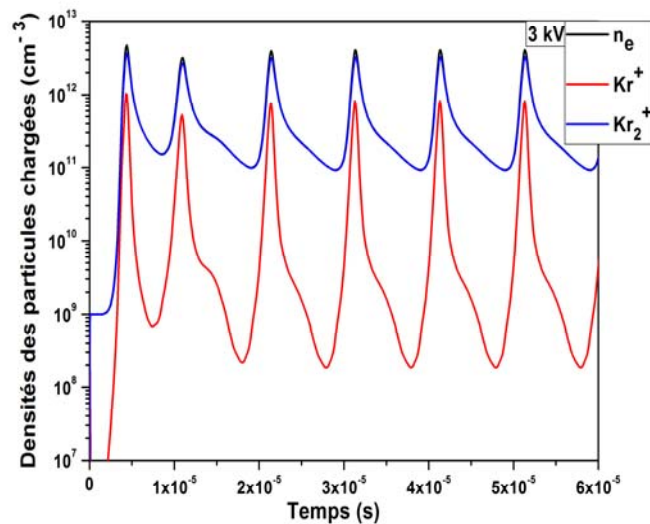


La densité électronique atteint un maximum de $4,6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, puis diminue et augmente à nouveau à chaque période. La même tendance est observée dans les travaux de Belasri (126) avec une valeur maximale de $4,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. De même, pour le Kr^+ qui présente une valeur de 10^{12} cm^{-3} contre $2,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (126).

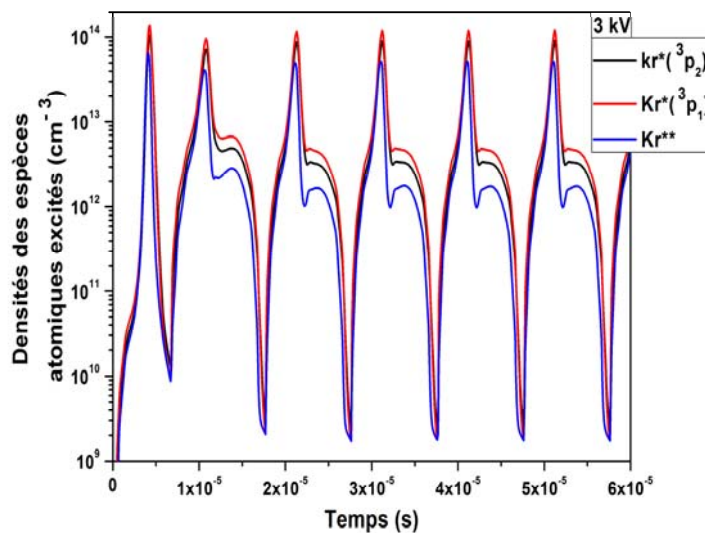
La **figure 60 b)** présente Les évolutions temporelles de la densité des atomes excités dans l'état métastable $\text{Kr}^*(^3\text{P}_2)$, l'état résonant $\text{Kr}^*(^3\text{P}_1)$ et l'état excité supérieur Kr^{**} . Dans chaque demi-période, la concentration des espèces atomiques et moléculaires atteint des valeurs maximales pendant l'étape de plasma actif.

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

Ensuite quand le courant est à son maximum, les atomes excités $Kr^*(^3P_2)$, $Kr^*(^3P_1)$ et Kr^{**} atteignent les valeurs maximales de $1,38 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $1,03 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $6,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, respectivement à la première période. Ces valeurs diminuent légèrement à chaque demi-période (126).



a)



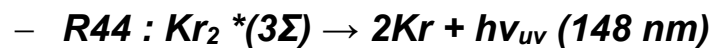
b)

Figure 60: a) Evolution temporelle des particules chargées, b) Variation temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.

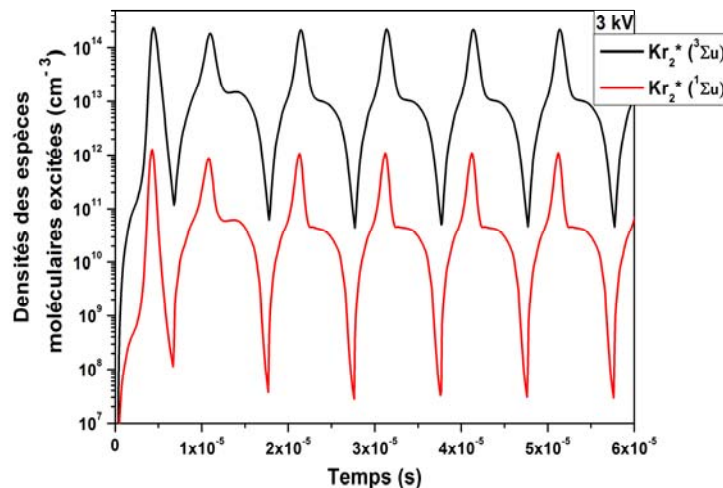
Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

La troisième **figure 61 a)** présente les excimères $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$, $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$, la concentration maximale de l'état excimère métastable de $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$ est plus élevée à $2,34 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ que celle de l'état excimère résonant $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$ à $1,27 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Il est à noter que la production efficace des états métastables de Krypton permet une production significative d'excimères $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$ via des collision à trois corps et qui est responsable de l'émission UV (17).

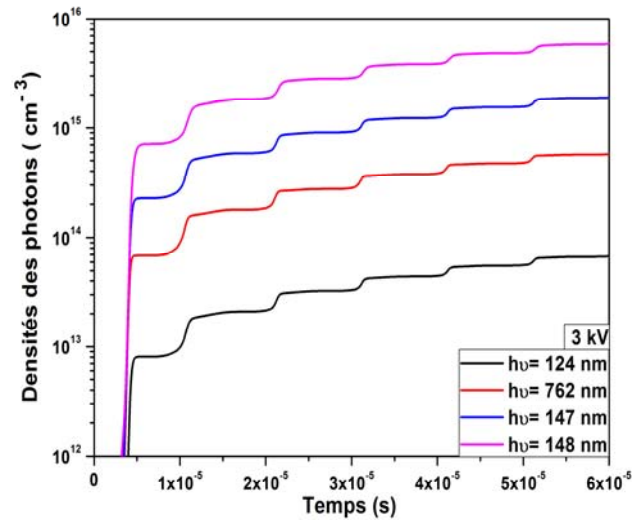
La quatrième **figure 61 b)** présente les variations temporelles des espèces photoniques. Nous constatons qu'après l'étape de claquage qui est la phase active du plasma, la densité de photons à **148 nm** est prédominante par rapport aux autres radiations, ce qui est en accord avec les résultats de la **figure 61 a)**.



La **réaction 44** est le principal mécanisme de perte de l'état excimère métastable $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$ qui participe davantage à l'augmentation de la densité de photons à la longueur d'onde de **148 nm** (Désexcitation radiative).



a)



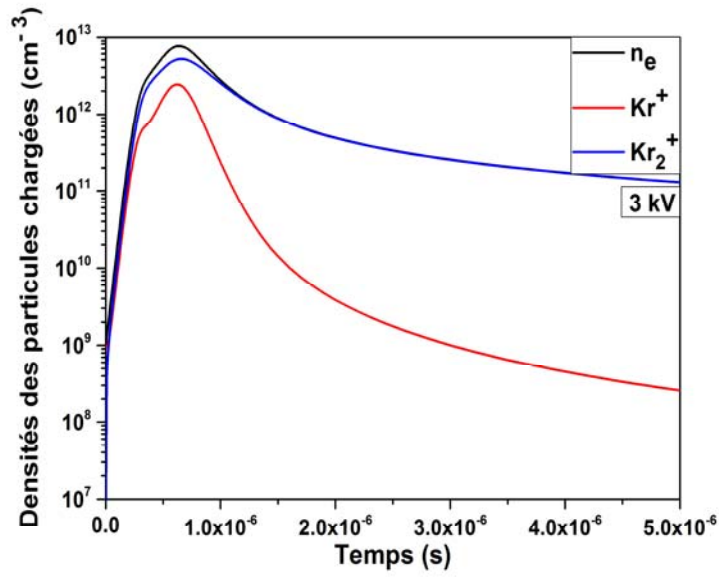
b)

Figure 61: a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.

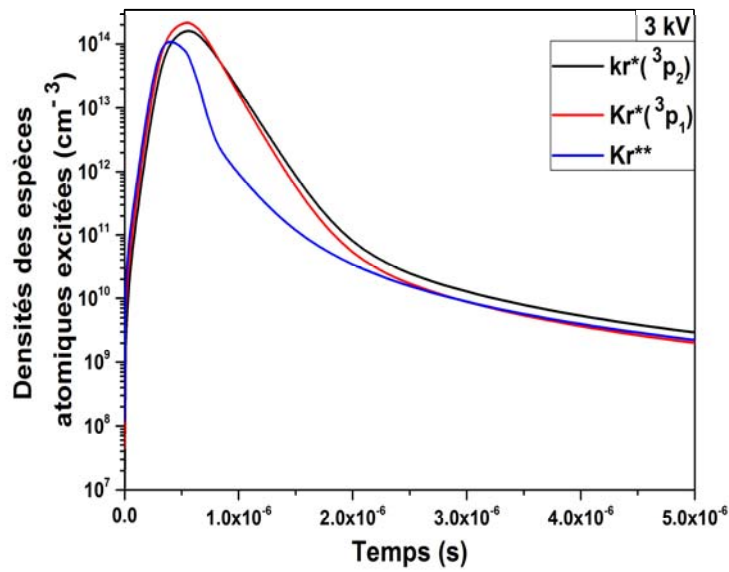
B.2.2 Cas rectangulaire :

La première **figure 62 a)** est caractérisée par une croissance rapide de la densité d'électrons, d'ions moléculaires ionisés (Kr_2^+) et d'ions de krypton (Kr^+). La densité électronique atteint un maximum de $7,53 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, la densité d'ions moléculaires (Kr_2^+) atteint un maximum de $7,14 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, et la densité d'ions de krypton (Kr^+) atteint à son tour un maximum de $2,41 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. La décomposition du gaz conduit à l'augmentation du taux d'ionisation et à la création d'électrons et d'atomes de Krypton ionisés.

La deuxième **figure 62 b)** présente les évolutions temporelles de la densité des atomes excités dans l'état métastable $\text{Kr}^*(^3\text{P}_2)$, l'état résonant $\text{Kr}^*(^3\text{P}_1)$ et l'état excité supérieur Kr^{**} . La concentration des espèces atomiques atteint une valeur de $2,13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la densité moléculaire atteint une valeur de $1,59 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, la valeur de la densité à l'état excité supérieur atteint la valeur la plus inférieure à $1,03 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pendant l'étape de plasma actif.



a)



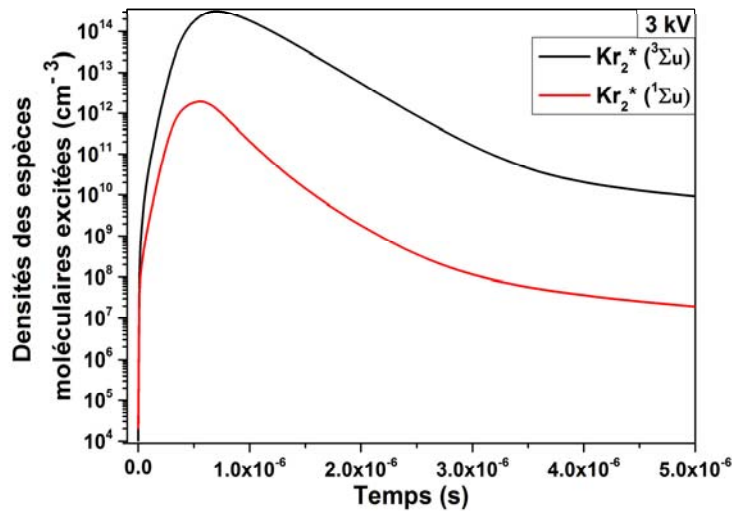
b)

Figure 62: a) Evolution temporelle des densités des particules chargées, b) Evolution temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.

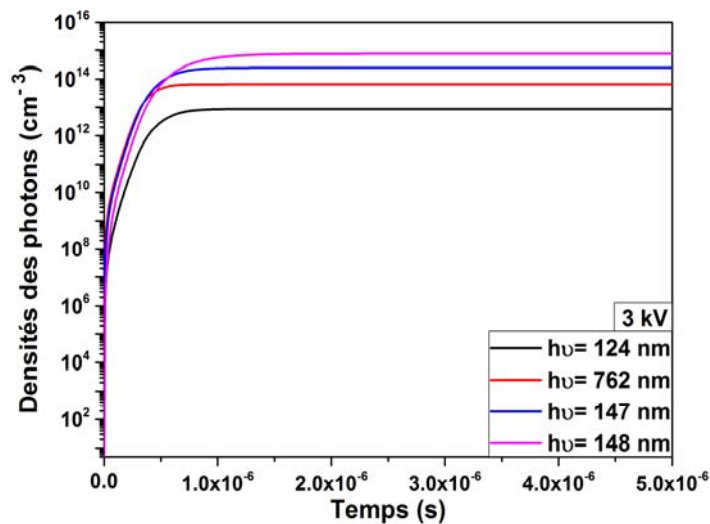
Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

La troisième **figure 63 a)** présente les excimères $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$, $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$, la concentration maximale de l'état excimère métastable de $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$ est plus élevée à $3,06 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ que celle de l'état excimère résonant $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$ à $1,95 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

La quatrième **figure 63 b)** présente les variations temporelles des espèces photoniques. Nous constatons qu'après l'étape de claquage qui est la phase active du plasma, la densité de photons à **148 nm** est prédominante (Même comportement avec l'alimentation sinusoïdale).



a)



b)

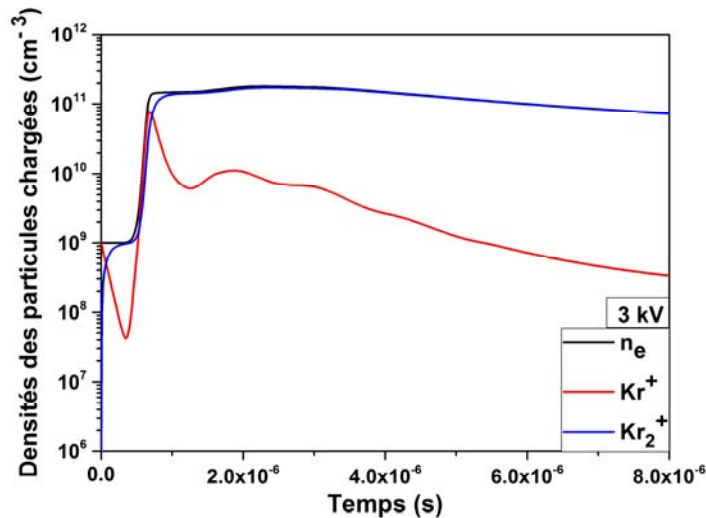
Figure 63: a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.

B.2.3 Cas burst :

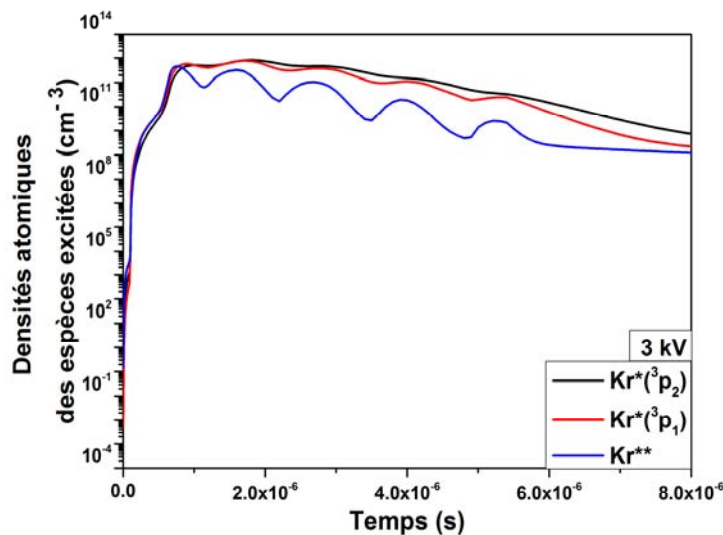
La première **figure 64 a)** présente la densité des particules chargées. La densité électronique atteint un maximum de $1,80 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la densité d'ions moléculaires (Kr_2^+) atteint une valeur de $1,72 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ tandis que la densité d'ions de Krypton (Kr^+) présente une valeur de $7,68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

La deuxième **figure 64 b)** présente Les évolutions temporelles de la densité des atomes excités dans l'état métastable $\text{Kr}^*(^3\text{P}_2)$ présentant une valeur de $8,21 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, l'état résonant $\text{Kr}^*(^3\text{P}_1)$ d'une valeur de $7,79 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et l'état excité supérieur Kr^{**} avec une valeur de $4,52 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Ces valeurs diminueront légèrement en fonction du temps.



a)



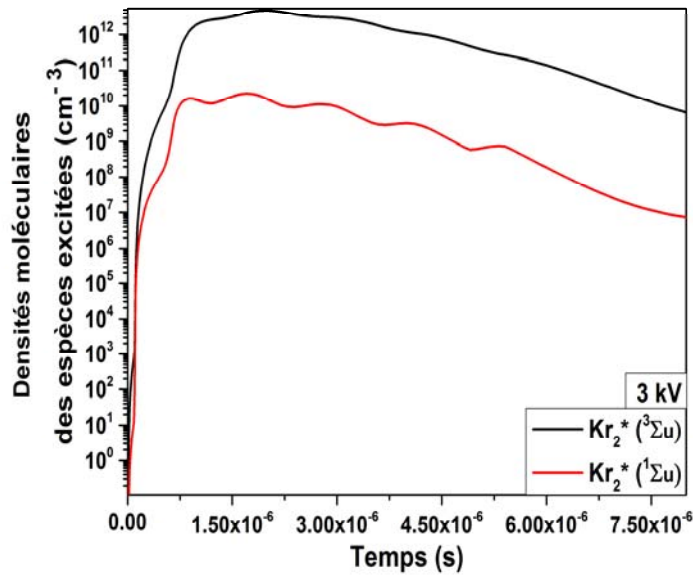
b)

Figure 64: a) Evolution temporelle des densités des particules chargées, b) Evolution temporelle des densités d'espèces atomiques excitées.

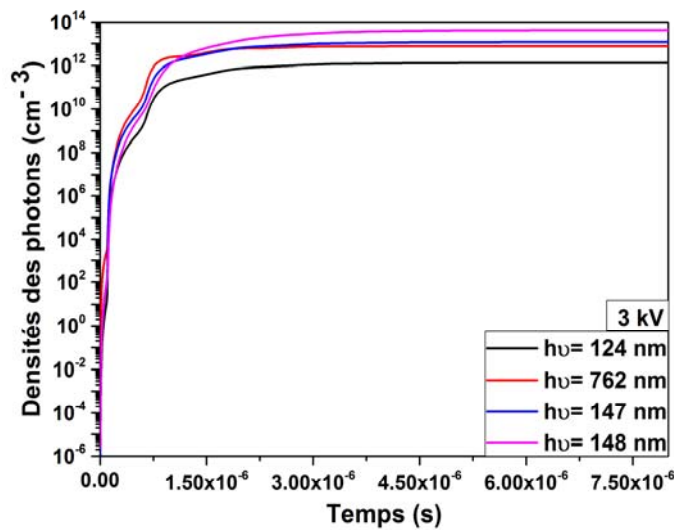
Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

La troisième **figure 65 a)** présente les excimères $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$, $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$, la concentration maximale de l'état excimère métastable de $\text{Kr}_2^*(^3\Sigma_u)$ est plus élevée à $4,80 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ que celle de l'état excimère résonant $\text{Kr}_2^*(^1\Sigma_u)$ à $2,24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

La quatrième **figure 65 b)** présente les variations temporelles des espèces photoniques. Dans ce cas nous constatons le même comportement de la décharge sous l'excitation burst, sinusoïdale et rectangulaire.



a)



b)

Figure 65: a) Evolution temporelle des densités des espèces moléculaires excitées, b) Evolution temporelle des densités des photons 124 nm, 147 nm, 148 nm, 762 nm.

Notons que l'utilisation d'impulsions courtes avec des temps de montée en tension rapides pour l'excitation du plasma comme l'excitation burst produit une décharge spatiale plus uniforme (126).

C. Effet de la tension sur les efficacités lumineuses en fonction des trois signaux, sinusoïdale, rectangulaire, burst :

L'effet de la tension sur les efficacités lumineuses de la lampe est représenté sur les figures 66, 67, 68. Les résultats montrent que toutes les efficacités ne sont pas affectées par l'augmentation de la tension dans le cas sinusoïdal. Les espèces η_{124} , η_{762} , η_{147} et η_{148} restent constantes dans leurs niveaux d'efficacité, η_{148} domine les autres efficacités avec une valeur de **51,16 %** à **3,5 kV** tandis que η_{147} , η_{762} et η_{124} atteignent des valeurs de **16,51 %**, **0,96 %** et **0,70 %** respectivement.

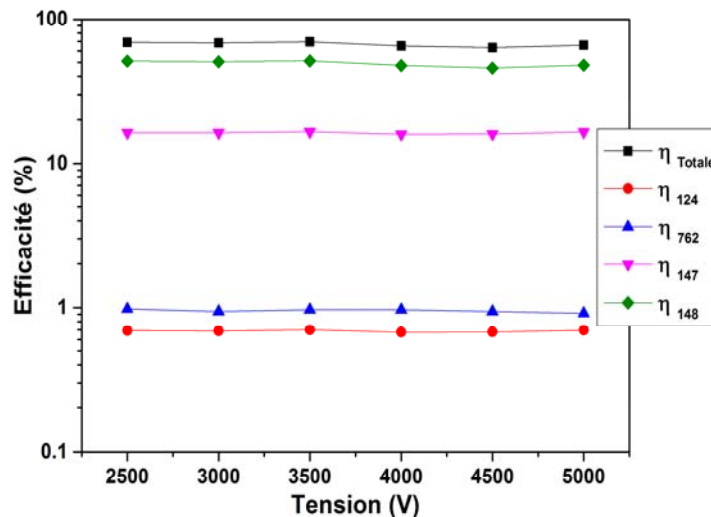


Figure 66: Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas sinusoïdale.

Les résultats de la **figure 66** montrent que toutes les efficacités sont affectées par l'augmentation de la tension dans le cas rectangulaire. Le même comportement est observé pour η_{148} et η_{762} pour une tension allant de **2 à 4 kV**. Au-delà de la valeur de **3,5 kV** l'effet de la tension commence à être important, η_{148} et η_{762} diminuent progressivement. Tandis que les efficacités des espèces η_{124} et η_{147} augmentent dans un intervalle de tension allant de **2,8 à 3,8 kV** puis diminuent de **3,8 à 4 kV**, l'efficacité η_{148} atteint son maximum en deux points différents de tension à **3 et 3,5**

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

kV présentant une valeur de **60,90 %**. Quand la tension augmente l'ionisation des atomes qui possèdent un seuil d'énergie élevé sera dominante (η_{148}).

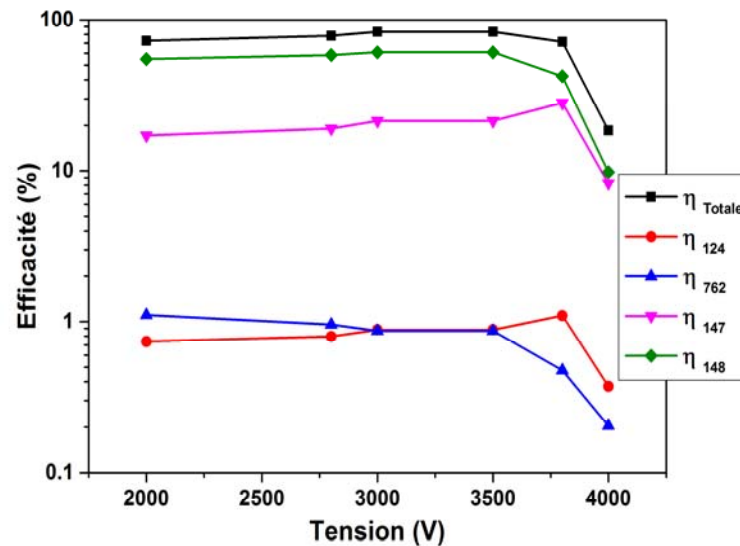


Figure 67: Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas rectangulaire.

Les résultats de la **figure 68** montrent que toutes les efficacités sont affectées par l'augmentation de la tension dans le cas burst comme dans le cas rectangulaire. η_{148} domine toutes les autres courbes avec une efficacité d'une valeur maximale de **46,05 % à 6 kV** tandis que η_{147} atteint une valeur de **14,29 %** à la même tension. Les deux longueurs d'onde η_{124} et η_{762} se superposent atteignant des efficacités faibles d'une valeur de **1,51 % à 6 kV**.

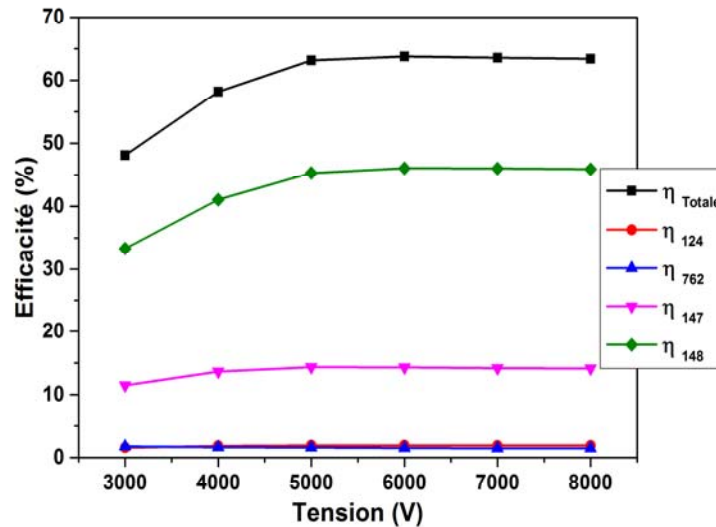


Figure 68: Variation de l'efficacité en fonction de la tension dans le cas burst.

L'efficacité lumineuse totale de la décharge en fonction de la tension est variable et atteint des maximums de **60,90 %**, **51,16 %** et **46,05 %** pour les trois types d'excitation rectangulaire, sinusoïdale et burst respectivement. Elle est maximale pour une tension de **3 à 3,5 kV** dans le cas rectangulaire.

D. Effet de la pression sur les efficacités lumineuses en fonction des trois signaux, sinusoïdale, rectangulaire, burst :

Il apparaît clairement sur la **figure 69, 70 et 71** que la dépendance des efficacités lumineuses de la décharge en fonction de la pression est significativement différente que celle en fonction de la tension. La pression totale du gaz joue un rôle important dans la formation et la disparition des excimères de krypton.

Dans le cas sinusoïdal et pour l'espèce η_{148} la lampe est dans son efficacité maximale pour une pression de **450 Torr (599,95 mbar)** présentant une valeur de **51,32 %**. Il a été prouvé qu'une pression plus élevée nécessite une tension plus élevée à laquelle le plasma se crée (126), ce qui fait que l'énergie déposée dans la

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

décharge augmente et par la suite l'efficacité de la lampe. L'énergie déposée dans la décharge est donc l'énergie de l'impulsion de sortie UV (123).

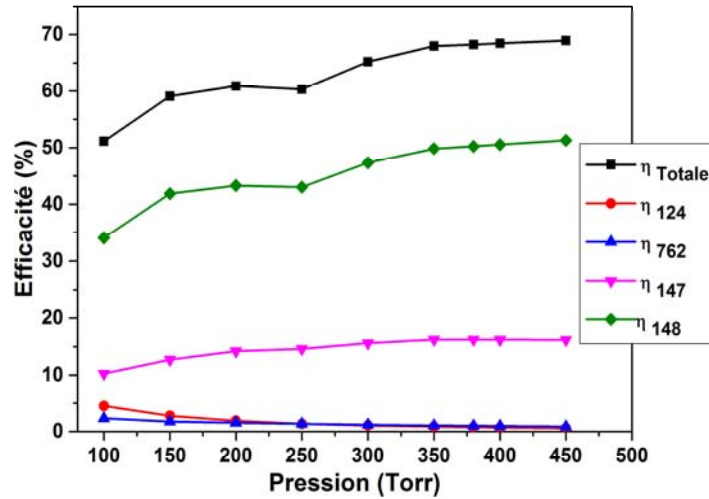


Figure 69: Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas sinusoïdale.

Dans le cas rectangulaire, la lampe présente une efficacité maximale pour l'espèce η_{148} à une pression de **600 Torr (799,93 mbar)** présentant une valeur de **55,64 %**.

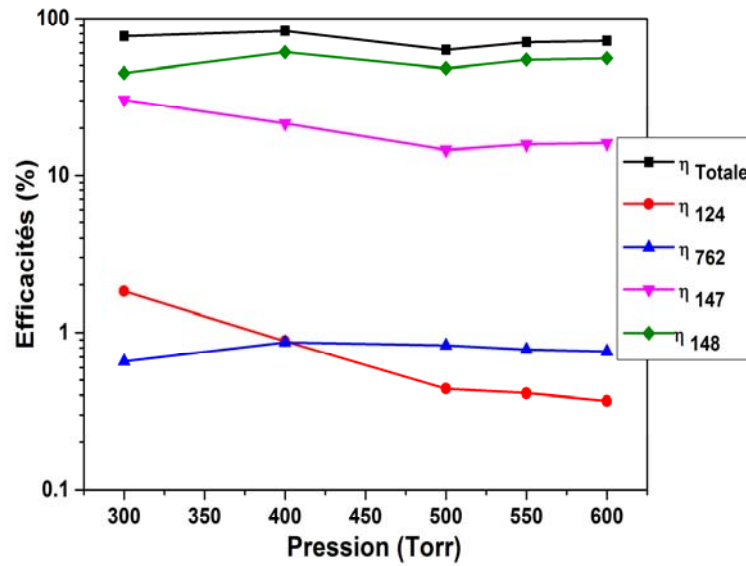


Figure 70: Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas rectangulaire.

Dans le cas burst et pour l'espèce η_{148} , l'efficacité de la lampe chute pour une pression de **600 Torr (799,93 mbar)** présentant une valeur de **43,82 %** puis augmente de **10 %** à **700 Torr (933,25 mbar)** avec une valeur de **54,54 %**.

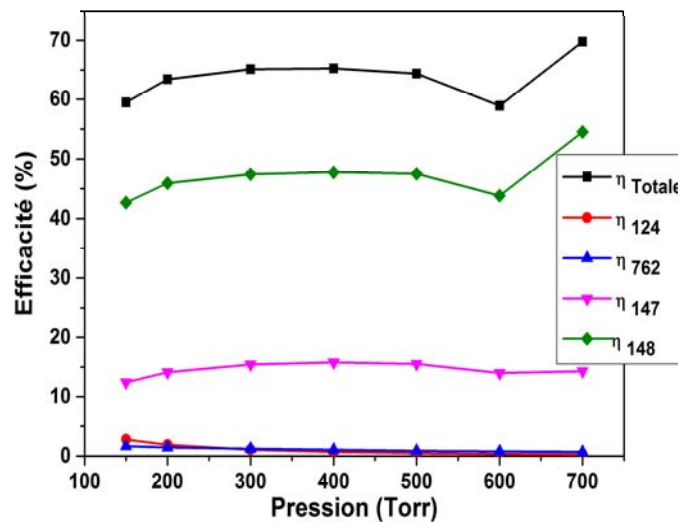
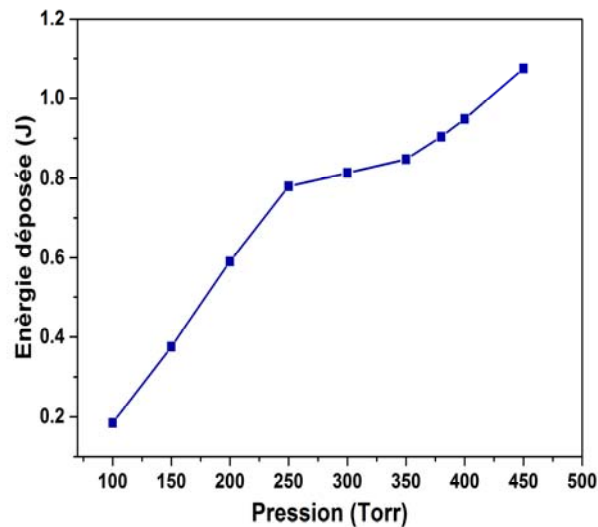


Figure 71: Variation de l'efficacité en fonction de la pression dans le cas burst.

D.1.1 Effet de la pression sur l'énergie déposée en fonction des trois signaux, sinusoïdale, rectangulaire, burst :

Cette partie de l'étude concerne l'influence de la forme du profil de la tension appliquée sur l'énergie déposée en fonction de la pression dans le milieu plasma. Les résultats prévoient des allures différentes dans la variation des énergies déposées en fonction de la pression du gaz pour les trois types de tension d'excitation appliquée (sinusoïdale, rectangulaire et burst). Une énergie déposée élevée aux alentours de **1,08 J** est obtenue avec une forme d'onde d'excitation sinusoïdale à **450 Torr (599,95 mbar)**.



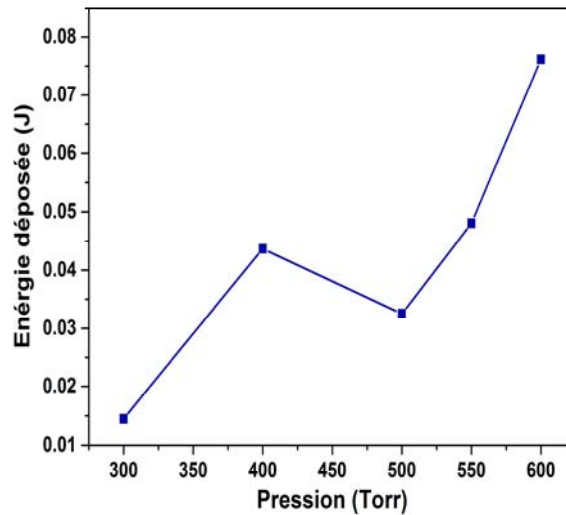
a)

L'énergie déposée dans le cas rectangulaire et burst est inférieure par rapport à l'excitation sinusoïdale, la **figure 72 b)** présente une chute de l'énergie déposée à une pression de **500 Torr (666,61 mbar)** tandis que la courbe de la **figure 72 c)** commence à diminuer à une pression de **600 Torr (799,93 mbar)**. Dans les deux cas rectangulaire et burst l'énergie déposée atteint des maximums de **0,075 J** et **0,061 J** respectivement. L'énergie déposée présente une allure optimale pour une excitation sinusoïdale.

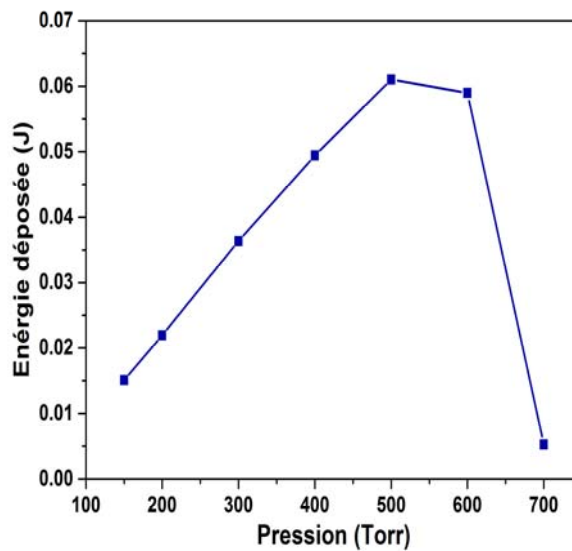
Il est clair que lorsque la pression du gaz augmente, la tension de maintien de la décharge devient plus importante, l'ionisation des atomes qui possède un seuil

Chapitre 04 – Résultats de la modélisation et discussions

d'énergie élevée sera dominante par rapport à l'excitation. Cela conduit à une diminution d'énergie déposée (cas rectangulaire et burst) et par la suite une diminution de la production d'UV (123).



b)



c)

Figure 72: Variation de l'énergie déposée en fonction de la pression pour les trois signaux : **a)** sinusoïdale, **b)** rectangulaire et **c)** burst respectivement.

La pression du gaz influence sur les processus réactionnels et contrôle la formation des molécules excitées responsables de l'émission UV dans la lampe.

E. Conclusion :

L'étude est basée sur une description homogène d'une décharge à barrière diélectrique, pour l'étude des caractéristiques électriques et cinétiques d'une lampe à base de krypton. La lampe est caractérisée avec différents types de tensions d'excitation (sinusoïdale, rectangulaire et Burst). A partir du modèle élaboré, la cinétique de l'excimère de Kr et les caractéristiques électriques sont analysées. Les résultats obtenus par le modèle montrent l'évolution temporelle des paramètres électriques tels que le courant électrique, la tension de décharge, la tension diélectrique ainsi que les variations temporelles des densités des particules chargées et des espèces atomiques et moléculaires excitées ainsi que la densité des photons émis aux longueurs d'onde de 124, 147 et 148 nm. L'analyse de ces résultats illustre l'influence de certains paramètres, à savoir la pression totale du gaz et la tension appliquée sur les efficacités lumineuses de la lampe. En effet, l'efficacité lumineuse totale de la décharge est variable dans un intervalle allant de 43 % à 60 %. Elle est maximale dans le cas rectangulaire pour une pression proche de 600 Torr (799,93 mbar). Cependant, dans les conditions considérées, l'efficacité lumineuse est très peu influencée par l'augmentation de la tension que par rapport la pression dans les différentes formes d'excitation. La raison pour laquelle la tension d'excitation rectangulaire et burst a la plus grande efficacité est en partie due à l'impulsion courte avec un temps de montée rapide de la tension, conduisant à une excitation importante des atomes et molécules de krypton.

V. Conclusion générale

Conclusion générale

E.1 Conclusion :

Les lampes à excimères font toujours l'objet de nombreuses recherches. Les excilamps sont principalement basées sur la désexcitation radiative des molécules excités par une DBD. Ce type de lampes permet une émission très localisée autour d'une longueur d'onde spécifique. Ce processus permettra la production de sources incohérentes à UV et VUV. La société Ushio Inc a été la première des entreprises pionnières dans la technologie des lampes à excimères. Les lampes à excimères ont ouvert entièrement des nouvelles possibilités dans le domaine du séchage UV et des procédés de revêtement, dans la surface VUV nettoyage et dans la modification de la surface. En général, les UVs sont largement utilisés dans les applications comme la photophysique, la photochimie et la photobiologie. Notre recherche expérimentale a eu pour un premier objectif d'optimiser une lampe à excimère pour la production d'UV et de VUV via les espèces Kr_2^* et Ar_2^* et d'établir un bilan général de notre lampe. La partie expérimentale correspond à une caractérisation optique et électrique de la DBD afin d'évaluer l'impact du gap, du gaz utilisé, de la puissance moyenne, de la pression, de la fréquence et de la tension sur les efficacités lumineuses. Le banc expérimental se repose essentiellement sur une excitation impulsionnelle, un réacteur et la présence de gaz rare. Les intensités maximales et les efficacités lumineuses sont à leurs maximums à un gap de 1 cm en fonction de plusieurs paramètres (pression, fréquence et tension). À ces maximums des phénomènes d'auto organisation de la décharge sont apparus dans notre lampe en fonction du gaz utilisés : formation de striations dans le plasma de Krypton et apparition de filaments dans le plasma d'Argon. On déduit que la composition du gaz joue un rôle prépondérant dans l'homogénéité de la décharge et l'apparition de divers phénomènes physiques, parallèlement le gap influence sur le rendement total de notre lampe. Quand le gap augmente le champ électrique baisse, l'énergie d'excitation et le processus d'ionisation du gaz diminuent (moins d'électrons).

Notre étude a eu pour un deuxième objectif de caractériser les phénomènes de striations et de filaments pour essayer de comprendre la dynamique du plasma et

Conclusion générale

maintenir une décharge homogène pour une production efficace de photons. La prospection expérimentale nous a mener à conclure que, le régime filamentaire et striais consomment énormément de puissance et génèrent une lumière intense mais très localisé qui contribue peu à la luminance totale. Les phénomènes observés affectent les distributions de densité de l'excimère dans la décharge et conduisent à des émissions UV très faibles.

En simulation, le modèle temporel nous a permis de faire une étude des caractéristiques électriques et cinétiques d'un plasma de Krypton dans une décharge à barrières diélectrique pour une lampe à excimers. La partie modélisation porte sur l'utilisation d'un modèle homogène dans le cas de trois apports d'énergie de formes différentes (sinusoïdale, rectangulaire et burst). Le principal objectif de cette partie du travail est d'optimiser est de faire apparaitre le rôle prépondérant de l'injection d'une forte énergie pour générer le plasma. Cette étude nous a également permis de déterminer les paramètres clés à ajuster (temps de claquage, pression, tension) en vue de les approprier pour une optimisation générale de notre lampe.

Nous avons constaté après une comparaison entre les résultats obtenus pour les différents modes d'excitation que l'utilisation d'une impulsion de forme rectangulaire et burst permettait une amélioration dans les performances de la source lumineuse par rapport au mode d'excitation sinusoïdale. On constate que le temps de retard de claquage du gaz joue un rôle important. Quand le temps de retard de claquage est long dans le cas sinus par rapport au cas rectangulaire et burst, cela affecte la différence d'énergie déposée et par la suite le rendement de notre lampe. De même on constate de la chimie réactionnelle du Krypton que le phénomène de recombinaison est fondamental pour la formation des états excités qui sont responsables de la production des excimères métastables et par la suite les émissions des UVs. L'efficacité UV de la longueur d'onde 148 nm est peu influencée par la variation de la tension appliquée tandis qu'elle diminue à la variation de la pression. On observe la meilleure efficacité lumineuse dans le cas rectangulaire à 600 Torr.

E.2 Perspectives :

E.2.1 En expérimental :

1. L'utilisation des poudres fluorescentes est importante pour convertir efficacement la puissance électrique délivrée en flux VUV.
2. Le scellement de la lampe β sera une bonne optique pour étudier la lampe qualitativement.
3. Le changement de verre de la lampe β et l'utilisation de verres spéciaux pourra minimiser les pertes optiques par transmission.
4. Une mesure de l'efficacité lumineuse de la lampe β pourra être envisagée en utilisant une sphère intégratrice calibrée.
5. Une analyse cinétique doit être ajoutée afin d'expliquer les phénomènes physiques qui régissent le plasma, la description expérimentale ne suffit pas.

E.2.2 En modélisation :

1. L'utilisation de modèles fluidiques devra être importante pour identifier les différents mécanismes présents pendant la décharge plasma (8).
2. Les travaux peuvent être poursuivis dans le domaine de l'éclairage.
3. Vérifier expérimentalement que les conditions optimales déterminées peuvent stabiliser la décharge

E.3 Références:

1. Laroussi M. Nonthermal decontamination of biological media by atmospheric-pressure plasmas: review, analysis, and prospects. *IEEE Transactions on Plasma Science*. août 2002;30(4):1409-15.
2. Graves DB. Lessons From Tesla for Plasma Medicine. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*. nov 2018;2(6):594-607.
3. Kogelschatz U. Ultraviolet excimer radiation from nonequilibrium gas discharges and its application in photophysics, photochemistry and photobiology. *Journal of Optical Technology*. 31 août 2012;79(8):484.
4. Lomaev MI, Sosnin EA, Tarasenko VF. Excilamps and their applications. *Progress in Quantum Electronics*. janv 2012;36(1):51-97.
5. Moisan M, Barbeau J, Moreau S, Pelletier J, Tabrizian M, Yahia L. Low-temperature sterilization using gas plasmas: a review of the experiments and an analysis of the inactivation mechanisms. *International Journal of Pharmaceutics*. sept 2001;226(1-2):1-21.
6. Pouvesle JM, Robert É. Applications thérapeutiques des plasmas froids atmosphériques. *Reflets de la physique*. mars 2013;(33):17-22.
7. Buonanno M, Welch D, Shuryak I, Brenner DJ. Buonanno M., Welch D., Shuryak I., Brenner D.J., Far-UVC (222nm) light efficiently and safely inactivates airborne human coronaviruses, *Scientific reports nature research* (2020), doi:10.10285. 10.1038/s41598-020-67211-2. :21.
8. Boeuf JP, Bernecker B, Callegari T, Blanco S, Fournier R. Phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas froids hors équilibre. *Reflets de la physique*. oct 2013;(36):16-21.
9. Bruno Chéron - Théorie cinétique - Gaz et plasmas .pdf.
10. F. Paschen, « Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz » [« Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique sous différentes pressions »], *Annalen der Physik*, vol. 273, 1889, p. 69-96.pdf.

Conclusion générale

11. H.H.Wittenberg_gas_tubes From: Electron Tube Design, RCA Electron Tube Division, 1962.pdf.
12. Thierry.Dufour thèse de doctorat 2009 Etude expérimental et simulation des micros-plasmas générés dans des micro-cathodes creuses.pdf.
13. Boyers DG, Tiller WA. Plasma bubble domains: A magnetic bubble analog. Applied Physics Letters. juill 1982;41(1):28-31.
14. Fournier R, Massines F, Boufendi L, Pai D, Boeuf JP, Callegari T, et al. PHÉNOMÈNE D'AUTO-ORGANISATION DANS UNE DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE. 2016;214.
15. Hammami S. Propriétés physiques et électriques de polymères électroactifs. :182.
16. Fridman A, Chirokov A, Gutsol A. Non-thermal atmospheric pressure discharges. Journal of Physics D: Applied Physics. 21 janv 2005;38(2):R1-24.
17. Larbi Daho Bachir N, Belasri A, Guillot P, Caillier B. Radiative Emissions in Visible-IR of Krypton Excilamp: Experimental and Theoretical Interpretations. Plasma Chem Plasma Process [Internet]. 22 mai 2019 [cité 28 mai 2019]; Disponible sur: <http://link.springer.com/10.1007/s11090-019-09999-0>
18. Alves F, Chemartin L, Cormier JM, Gleizes A, Kirkpatrick MJ, Laux C, et al. Contribution à l'Étude de la Transition Décharge Luminescente - Arc Électrique dans l'Air et l'Argon au Voisinage de la Pression Atmosphérique. :234.
19. A. Ricard Plasmas réactifs, édition société française du vide, Livre, 1995.pdf.
20. Mohamed Chérif Bouzidi 2013 Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance.pdf.
21. Barisone E. La décharge luminescente comme outil analytique. Influence du taux d'émission d'électrons secondaires sur ses caractéristiques. :214.
22. GHERRAS Saïd Interaction Polymères-Plasma: fonctionnalisation de surface de polymères par plasma à la pression atmosphérique.pdf.
23. Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri RB, Ségur P, Mayoux C. Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier. Journal of Applied Physics. 15 mars 1998;83(6):2950-7.
24. Penning FM. Über Ionisation durch metastabile Atome. Naturwissenschaften. 1 oct 1927;15(40):818-818.
25. Electrical breakdown of gases. By J. M. Meek and J. D. Craggs. Oxford (Clarendon Press), 1953. Pp. vii, 507; 320 Figs., 82 tables. 60s. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. avr 1954;80(344):282-3.

Conclusion générale

26. Falcinelli S. Penning ionization of simple molecules and their possible role in planetary atmospheres. :9.
27. Loeb LB, Meek JM. The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. I. Journal of Applied Physics. juin 1940;11(6):438-47.
28. Jay palmer 1974 A physical model on the initiation of atmospheric pressure glow discharges.pdf.
29. Pekarek L. L. Pekarek, Ionization waves (striations) in a discharge plasma, Iop science, 1968 Sov. Phys. Usp. 11 188. Nauk 94, 463-500. :22.
30. Désangles V, Raimbault JL, Poyé A, Chabert P, Plihon N. Pattern Formation in Low-Pressure Radio-Frequency Plasmas due to a Transport Instability. Physical Review Letters [Internet]. 23 déc 2019 [cité 24 juin 2020];123(26). Disponible sur: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.265001>
31. Penfold S, Thornton JA. Structured discharges in high frequency plasmas. :6.
32. Denpoh K. Particle-in-Cell/Monte Carlo Collision Simulations of Striations in Inductively Coupled Plasmas. Japanese Journal of Applied Physics. 28 sept 2012;51:106202.
33. Golubovskii YB, Kolobov VI, Nekuchaev VO. On electron bunching and stratification of glow discharges. Physics of Plasmas. oct 2013;20(10):101602.
34. Arslanbekov RR, Kolobov VI. 2-D simulations of striations in direct current glow discharges in argon. IEEE Transactions on Plasma Science. avr 2005;33(2):354-5.
35. PhyExp Wiki _ Décharge _ Décharge Luminescente.pdf.
36. Bernecker_Benoit thèse de doctorat, Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les Décharges à Barrière Diélectrique.pdf.
37. Richards AD, Thompson BE, Sawin HH. Continuum modeling of argon radio frequency glow discharges. Applied Physics Letters. 2 mars 1987;50(9):492-4.
38. Förster - 1969 - Excimers.pdf.
39. T.Callegari, «Modélisation et diagnostics de décharges à barrières diélectriques pour écrans à plasma» Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, (2000).pdf.
40. C.Punset, «Modélisation bidimensionnelle fluide d'un écran a plasma». Thèse de de doctorat de l'Université Toulouse III, (1998).pdf.
41. N.Larbi Daho Bachir, thèse doctorat. Modélisation des propriétés électriques et cinétiques d'une décharge à barrières diélectriques pour lampe Kr/Cl2.pdf.

Conclusion générale

42. N.Merbahi JM, Paillol J, de Conférences M. Thèse de doctorat Luminescence de l'argon et du xénon dans les décharges à barrières diélectriques mono-filamentaires. 2004;203.
43. Henck R, Voltz R. Étude théorique et expérimentale de la luminescence de l'argon induite par des particules α . Journal de Physique. 1968;29(2-3):149-58.
44. Aziz RA, Chen HH. An accurate intermolecular potential for argon. The Journal of Chemical Physics. 15 déc 1977;67(12):5719-26.
45. Castex MC, Morlais M, Spiegelmann F, Malrieu JP. Comparison between experimentally and theoretically determined potential curves of the Ar_2^* lowest states. The Journal of Chemical Physics. 15 nov 1981;75(10):5006-18.
46. Liu S, Neiger M. Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage. Journal of Physics D: Applied Physics. 21 déc 2003;36(24):3144-50.
47. Valdivia-Barrientos R, Pacheco-Sotelo J, Pacheco-Pacheco M, Benítez-Read JS, López-Callejas R. Analysis and electrical modelling of a cylindrical DBD configuration at different operating frequencies. Plasma Sources Science and Technology. 1 mai 2006;15(2):237-45.
48. Pal UN, Sharma AK, Soni JS, Kr S, Khatun H, Kumar M, et al. Electrical modelling approach for discharge analysis of a coaxial DBD tube filled with argon. Journal of Physics D: Applied Physics. 21 févr 2009;42(4):045213.
49. Pal UN, Kumar M, Tyagi MS, Meena BL, Khatun H, Sharma AK. Discharge analysis and electrical modeling for the development of efficient dielectric barrier discharge. Journal of Physics: Conference Series. 1 févr 2010;208:012142.
50. Shkurenkov IA, Mankelevich YuA, Rakhimova TV. The influence of the discharge parameters on the plasma spatial structuring in argon DBDs. The European Physical Journal D. avr 2011;62(2):213-7.
51. Akashi H, Yoshinaga T, Oda A. Effect of secondary electron emission on atmospheric pressure oxygen dielectric barrier discharges. 2012;2.
52. Bogaerts A, Gijbels R, Vlcek J. Modeling of glow discharge optical emission spectrometry: Calculation of the argon atomic optical emission spectrum. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. oct 1998;53(11):1517-26.
53. A. Lisovski - Pulsed high pressure discharge in argon, spectroscopic diagnostics, modeling and development 2010.pdf.
54. Alain Gleizes - Des plasmas hors équilibre jusqu'aux arcs électriques: les différents types de plasmas de décharge et leurs principales caractéristiques 2012.pdf.
55. Laroussi M. Low Temperature Plasma-Based Sterilization: Overview and State-of-the-Art. Plasma Processes and Polymers. 14 juin 2005;2(5):391-400.

Conclusion générale

56. Stalder KR, Nersisyan G, Graham WG. Spatial and temporal variation of repetitive plasma discharges in saline solutions. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 21 août 2006;39(16):3457-60.
57. Loukil H, Belasri A, Khodja K, Harrache Z. Theoretical Kinetics Investigation of Xenon Dielectric Barrier Discharge for Excimer Lamp. *IEEE Transactions on Plasma Science*. mars 2014;42(3):712-20.
58. Caillier B, Caiut JMA, Muja C, Demoucron J, Mauricot R, Dexpert-Ghys J, et al. Decontamination Efficiency of a DBD Lamp Containing an UV-C Emitting Phosphor. *Photochemistry and Photobiology*. mai 2015;91(3):526-32.
59. Lomaev et al. - 2012 - Excilamps and their applications.pdf.
60. Laroussi M. Low-Temperature Plasmas for Medicine? *IEEE Transactions on Plasma Science*. juin 2009;37(6):714-25.
61. Baële P, Bès A, Lacoste A, Pelletier J. Sulfur: an alternative to mercury for UV emission in low-pressure low-power fluorescent discharges. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 7 août 2019;52(32):32LT02.
62. Jelic M. (73) Assignee: Jelight Company, Inc., Irvine, CA 2020. :12.
63. Eden Park Illumination, Champaign IL (US) 2020.pdf.
64. JJ. Kim et al, Microwave discharge lamp, 2020.pdf.
65. PI-MAX_SystemManual.pdf.
66. Dubois T. Étude de l'effet d'ondes électromagnétiques sur le fonctionnement de circuits électroniques – Mise en place d'une méthode de test des systèmes. :245.
67. Kaprielian L. Modélisation 0D pour la combustion dans les moteurs à allumage commandé: développements en proche paroi et dans le front de flamme. :251.
68. François FRESNET. Traitement par plasma non-thermique des effluents issus d'un moteur fonctionnant dans des conditions d'excès d'air.pdf.
69. J. L. Delcroix et A. Bers, 'physique des plasmas', Tome 1, Paris, (1994).pdf.
70. Eichwald O, Bonifaci N, Belmadani B, Yousfi M. Djilali Benyoucef. MODELISATION PARTICULAIRE ET MULTIDIMENSIONNELLE DES DECHARGES HORS EQUILIBRE A BASSE PRESSION EXCITEES PAR CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES. :188.
71. Z.Kanzari et al. Modeling and basic data for streamer dynamic for nitrogen and oxygen.pdf.
72. Khodja K, Belasri A, Loukil H. Modeling of a Ne/Xe dielectric barrier discharge excilamp for improvement of VUV radiation production. *Plasma Physics Reports*. août 2017;43(8):891-8.

Conclusion générale

73. Belasri A, Larbi Daho Bachir N, Harrache Z. Plasma Chemical and Electrical Modeling of a Dielectric Barrier Discharge in Kr–Cl₂ Gas Mixtures. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. févr 2013;33(1):131-46.
74. Bolsig + Kinema Research and Software LLC. <http://www.siglo-kinema.com.pdf>.
75. G.Jabbour_ Etude des excimères de krypton et de xénon par TALIF. Applications aux décharges à barrière diélectrique dans le krypton.2009.pdf.
76. Racah notation and Paschen notation. :2.
77. Karam JC. Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique. :135.
78. Decomps B. Pompage optique avec un faisceau laser: étude théorique et expérimentale de la relaxation de niveaux excités du néon. :452.
79. Eckstrom DJ, Nakano HH, Lorents DC, Rothem T, Betts JA, Lainhart ME, et al. Characteristics of electron-beam-excited Kr *₂ at low pressures as a vacuum ultraviolet source. *Journal of Applied Physics*. 15 août 1988;64(4):1691-5.
80. G.N.Gerasimov and G.N.Zvereva et al.Numerical modelling of processes in a discharge plasma in krypton - *Opticheski. Zhurnal* 64, 20–24 January 1997.pdf.
81. Zvereva GN. Calculation of parameters of krypton plasma excited by electron beam with additional heating by high-frequency electric field. *Optics and Spectroscopy*. janv 2010;108(1):4-11.
82. Zvereva GN. Investigation of the amplifying properties of a krypton gas discharge plasma. *Optics and Spectroscopy*. juin 2006;100(6):818-24.
83. Kawanaka J, Shirai T, Kubodera S, Sasaki W. 1.5 kW high-peak-power vacuum ultraviolet flash lamp using a pulsed silent discharge of krypton gas. *Applied Physics Letters*. 3 déc 2001;79(23):3752-4.
84. Shiu YJ, Biondi MA. Dissociative recombination in krypton: Dependence of the total rate coefficient and excited-state production on electron temperature. *Physical Review A*. 1 nov 1977;16(5):1817-20.
85. Gerasimov G, Krylov B, Loginov A, Zvereva G, Hallin R, Arnesen A, et al. The vacuum ultraviolet spectrum of krypton and xenon excimers excited in a cooled dc discharge. *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 1 janv 1998;66(1):81-90.
86. Bendella S, Larouci B, Belasri A. Modeling of Kr-Xe discharge of excimer lamp. Ait Kaci H, Bouziane Hammou A, éditeurs. *EPJ Web of Conferences*. 2013;44:04004.
87. Morozov A, Krylov B, Gerasimov G, Arnesen A, Hallin R. A study of atomic and molecular energy transfer channels in Kr-Xe gas mixtures excited with radio frequency discharges. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 28 avr 2002;35(8):1929-40.

Conclusion générale

88. Avtaeva SV, Kulumbaev EB, Skornyakov AV. One-Dimensional Drift-Diffusion Model of the Kr Dielectric Barrier Discharge. Poster Session. :4.
89. Belasri A, Boeuf JP, Pitchford LC. Cathode sheath formation in a discharge-sustained XeCl laser. Journal of Applied Physics. août 1993;74(3):1553-67.
90. Z. Harrache ETUDE ZERO-DIMENSIONNEL D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE POUR LASER XeCl PHOTODECLENCHE, thèse de magister 2002. :149.
91. A Belasri Kinetic modeling of self-sustained discharge XeCl laser and its influence on the efficiency - High Temperature Material Processes 2003.pdf.
92. Application of excitation cross sections to optical plasma diagnostics. Plasma Chemistry and Plasma Processing. oct 2011;31(5):787-98.
93. Baadj S, Harrache Z, Belasri A. Electrical and chemical properties of XeCl*(308 nm) exciplex lamp created by a dielectric barrier discharge. Plasma Physics Reports. déc 2013;39(12):1043-54.
94. Benstâali W, Larbi Daho Bachir N, Bendella S, Belasri A, Harrache Z, Caillier B. Theoretical Kinetics Investigation of Krypton Dielectric Barrier Discharge for UV Lamp. Plasma Chemistry and Plasma Processing. nov 2020;40(6):1585-603.
95. Bendella S, Larouci B, Belasri A. Modeling of Kr-Xe discharge of excimer lamp. Ait Kaci H, Bouziane Hammou A, éditeurs. EPJ Web of Conferences. 2013;44:04004.
96. Khodja K, Belasri A, Loukil H. Modeling of a Ne/Xe dielectric barrier discharge excilamp for improvement of VUV radiation production. Plasma Physics Reports. août 2017;43(8):891-8.
97. Loukil H, Belasri A, Khodja K, Harrache Z. Theoretical Kinetics Investigation of Xenon Dielectric Barrier Discharge for Excimer Lamp. IEEE Transactions on Plasma Science. mars 2014;42(3):712-20.
98. Larouci B, Bendella S, Belasri A. Numerical investigation of Ar-NH₃ mixture in homogenous DBDs. Plasma Science and Technology. mars 2018;20(3):035403.
99. Bouchachia A, Belasri A, Harrache Z, Amir Aid D. Investigation of the development of dielectric-barrier discharge instabilities in excimer lamp. Physics of Plasmas. nov 2017;24(11):113502.
100. Khodja K, Belasri A. Sheath formation study in Ne-Xe DBD discharge. Radiation Effects and Defects in Solids. oct 2012;167(10):734-42.
101. Khodja K, Sisabeur H, Belasri A. One-Dimensional Modeling of a Dielectric Barrier Discharge in NeXe Mixture, Application to Excimer Lamps. Advanced Materials Research. avr 2011;227:101-4.

Conclusion générale

102. Belasri A, Bendella S, Baba-Hamed T. Study of the first pulse of Ne-Xe-HCl dielectric barrier discharge for the excimer lamp. *Physics of Plasmas*. mai 2008;15(5):053502.
103. Fishburne ES. ES. Fishburne. Transfer of Electronic Energy between a Metastable Argon Atom and a Nitrogen Molecule. *The Journal of Chemical Physics* 1967. *The Journal of Chemical Physics*. juill 1967;47(1):58-63.
104. C.D Cooper, G.C Cobb and E.L Tolnas, J. *Molecular Spectrosc.*, 7, 223 (1961).
105. Haddou FN, Guillot Ph, Belasri A, Maho T, Caillier B. Evaluation of the Efficiency of an Argon Coaxial Lamp. In: Belasri A, Beldjilali SA, éditeurs. ICREEC 2019 [Internet]. Singapore: Springer Singapore; 2020 [cité 17 juin 2020]. p. 491-7. (Springer Proceedings in Energy). Disponible sur: http://link.springer.com/10.1007/978-981-15-5444-5_61
106. R. Bazinette EFFET DE LA FORME D'EXCITATION ÉLECTRIQUE SUR UNE DÉCHARGE CONTRÔLÉE PAR BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE (DBD) À LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE ET APPLICATION AU DÉPÔT DE COUCHE MINCE thèse de Doctorat 2016.pdf.
107. Kling R, Gasteiger S and Neiger M 1997 Proc. XXIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG) (Toulouse, France) ed M C Bordage and A Gleizes, vol 3 (Toulouse: Centre de Phys. Plasmas et leurs Applications de Toulouse) pp 36-7.pdf.
108. Kogelschatz U. Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*. août 2002;30(4):1400-8.
109. Mildren RP, Carman RJ. Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 7 janv 2001;34(1):L1-6.
110. Simeni Simeni M, Tang Y, Frederickson K, Adamovich IV. Electric field distribution in a surface plasma flow actuator powered by ns discharge pulse trains. *Plasma Sources Science and Technology*. 16 oct 2018;27(10):104001.
111. Alban Sublet - Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium thèse de 2007.pdf.
112. Boeuf JP. Plasma display panels: physics, recent developments and key issues. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 21 mars 2003;36(6):R53-79.
113. Sirghi L, Ohe K, Popa G. The role of the cathode region of a direct current helium discharge for origination of ionization waves. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 7 mars 1998;31(5):551-60.
114. Kolobov VI. Striations in rare gas plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 21 déc 2006;39(24):R487-506.

Conclusion générale

115. Khudik VN, Shvydky A, Theodosiou CE. Striations in dielectric barrier discharge systems with a hollow anode. *Physics of Plasmas*. mars 2006;13(3):034501.
116. Haddou FN, Guillot P, Belasri A, Maho T, Caillier B. Formation of low pressure striations in a krypton lamp, experimental characterization of the discharge: spectroscopic and electrical analysis. *Optik*. 6 mars 2021;166339.
117. Liu Y, He F, Zhao X, Ouyang J. Evolution of Striation in Pulsed Glow Discharges. *Plasma Science and Technology*. janv 2016;18(1):30-4.
118. Aston F.W and Kikuchi T Moving striations in neon and helium. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. sept 1920;98(688):50-6.
119. H. Yoshimoto, Y. Yamashita, Effets of locally applied magnetic field on plasma in Kr discharges, *J. Phys. Soc Japan* 17, 1347-4073 0031-9015 (1962).
120. H. Yoshimoto, M. Sato, Y. Nakao. Moving striations due to the space charge waves, *J. Phys. Soc. Jpn.* 13, pp. 741-748 (1958).
121. Zhu H, Yao W, Li Z. Argon self-organized striation plasmas under kPa pressure level. *Plasma Processes and Polymers*. sept 2020;17(9):1900271.
122. Robertson HS. Moving Striations in Direct Current Glow Discharges. *Physical Review*. 15 janv 1957;105(2):368-77.
123. Belasri A, Harrache Z (2011) Electrical approach of homogenous high pressure Ne/Xe/HCl dielectric barrier discharge for XeCl (308 nm) lamp. *Plasma Chem Plasma Process* 31:787–798.pdf.
124. Oda A, Sugawara H, Sakai Y, Akashi H. 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*. 21 juin 2000;33(12):1507-13.
125. Carman RJ, Mildren RP. Computer modelling of a short-pulse excited dielectric barrier discharge xenon excimer lamp ($\lambda \sim 172$ nm). :16.
126. Belasri A, Larbi Daho Bachir N, Harrache Z. Plasma Chemical and Electrical Modeling of a Dielectric Barrier Discharge in Kr–Cl₂ Gas Mixtures. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. févr 2013;33(1):131-46.
127. Beleznai S, Mihajlik G, Maros I, Balázs L, Richter P. High frequency excitation waveform for efficient operation of a xenon excimer dielectric barrier discharge lamp. *J Phys D: Appl Phys*. 13 janv 2010;43(1):015203.

