

Université de Montréal

**Modélisation 2D de l'évolution temporelle d'un
streamer en interaction avec un liquide diélectrique à
pression atmosphérique.**

par

OUALI Anthony

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique des plasmas

02 août 2023

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

**Modélisation 2D de l'évolution temporelle d'un streamer en
interaction avec un liquide diélectrique à pression atmosphérique.**

présenté par

OUALI Anthony

a été encadré par les personnes suivantes :

Ahmad Hamdan

(directeur de recherche)

Flavien Valensi

(codirecteur de recherche)

Résumé

Ce mémoire signe la fin de ma maîtrise dans le cadre du master Sciences et Technologies des Plasmas (STP), à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, en partenariat avec l'Université de Montréal dans le cadre d'une double diplomation. L'objectif de cette double tutelle, portée par Ahmad Hamdan à Montréal et Flavien Valensi à Toulouse, est l'étude d'une décharge streamer en interaction avec une goutte d'eau au moyen du développement d'un modèle numérique. La goutte est positionnée entre deux électrodes pointes, le tout, sur un support en Téflon.

Pour ce faire un modèle fluide permettant de suivre l'évolution spatio-temporelle des électrons, des ions positifs et des ions négatifs a été construit en python. L'équation dérive-diffusion est résolue, en 2D, pour chaque espèce, ainsi que l'équation de Poisson afin d'obtenir le champ électrique dans tout le domaine de calcul. Les coefficients de transport sont tabulés en fonction du champ électrique réduit dans l'hypothèse d'équilibre avec le champ électrique local. La photoionisation, jouant un rôle important pour la propagation du streamer positif à pression atmosphérique, a également été prise en compte au travers de la résolution de trois équations d'Helmholtz.

Le modèle a été validé en comparant le terme source par impact électronique, supposé proportionnel à l'émission lumineuse, obtenu numériquement, à la lumière émise par la décharge enregistrée expérimentalement dans le domaine visible à l'aide d'une caméra ICCD. La dynamique de la décharge a pu être étudiée grâce à l'évolution spatio-temporelle du champ électrique, de la densité électronique et de la densité de charge d'espace.

L'influence de la constante diélectrique de la goutte sur la dynamique de la décharge a été ensuite étudiée. La répartition spatiale du champ électrique étant modifiée par le diélectrique, son influence sur la décharge est importante. La vitesse de propagation des streamers est diminuée lorsque la permittivité de la goutte diminue ainsi que la valeur de la densité électronique dans le canal conducteur une fois formé.

Enfin, l'angle de contact entre la goutte et le Téflon a été modifié. Les résultats ainsi obtenus permettent de prédire le comportement de la décharge sur des géométries pouvant être rencontrées dans différentes situations expérimentales.

Mots clés : Décharge streamer, liquide diélectrique, décharge nanoseconde, modèle fluide

Abstract

This thesis marks the completion of my Master's degree in the framework of the Plasma Sciences and Technologies (STP) program at the Paul Sabatier University of Toulouse, in partnership with the University of Montreal for a dual degree. The objective of this joint supervision, led by Ahmad Hamdan in Montreal and Flavien Valensi in Toulouse, is to study a streamer discharge interacting with a water droplet through the development of a numerical model. The droplet is positioned between two pointed electrodes, all placed on a Teflon substrate.

To achieve this, a fluid model capable of tracking the spatiotemporal evolution of electrons, positive ions, and negative ions was constructed in Python. The drift-diffusion equation is solved in 2D for each species, along with the Poisson equation to obtain the electric field throughout the computational domain. Transport coefficients are tabulated as a function of the reduced electric field, assuming local equilibrium with the electric field. Photoionization, which plays a significant role in the propagation of positive streamers at atmospheric pressure, is also taken into account through the solution of three Helmholtz equations.

The model was validated by comparing the source term due to electron impact, assumed to be proportional to the emitted light, obtained numerically, with the light emitted by the discharge recorded experimentally in the visible range using an ICCD camera. The discharge dynamics were studied through the spatiotemporal evolution of the electric field, electron density, and space charge density.

The influence of the dielectric constant of the droplet on the discharge dynamics was then investigated. The spatial distribution of the electric field is modified by the dielectric, thus having a significant impact on the discharge. The streamer propagation velocity is reduced when the permittivity of the droplet decreases, as well as the value of the electron density within the formed conductive channel.

Lastly, the contact angle between the droplet and Teflon was modified. The obtained results allow predicting the behavior of the discharge on geometries encountered in different experimental situations.

Keywords: Streamer discharge, dielectric liquid, nanosecond discharge, fluid model

Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
Liste des tableaux	8
Table des figures	9
Liste des sigles et des abréviations	12
Remerciements	14
Introduction	15
Chapitre 1. Introduction à la physique d'un streamer	17
1. Physique d'un streamer	17
1.1. Décharge en champ homogène	17
1.2. Décharge en champ inhomogène	20
1.3. Observations expérimentales	23
2. Résolution numérique	24
2.1. Modèles numériques	24
2.1.1. Modèle <i>Particle-In-Cell</i>	25
2.1.2. Modèle fluide	26
2.1.3. Modèle hybride	26
2.2. Résolution des équations	27
2.2.1. Équations fluides	27
2.2.2. Méthode numérique	30
2.2.3. Schéma numérique	32
2.2.4. Maillage	33
3. Propagation typique d'une décharge streamer	35
3.1. Propagation dans l'air	35
3.2. Influence d'un diélectrique sur la dynamique d'un streamer	38

3.2.1.	Calcul du champ électrique.....	38
3.2.2.	Résultats numériques.....	40
3.2.3.	Résultats expérimentaux.....	43
Chapitre 2.	Propagation à la surface d'un diélectrique sphérique	46
	Abstract.....	49
1.	Introduction.....	50
2.	Experimental setup.....	52
3.	Numerical model	53
3.1.	Fluid model	53
3.2.	Photoionization.....	54
3.3.	Poisson's equation.....	55
3.4.	Flux computation	56
3.4.1.	Spatial discretization	57
3.4.2.	Temporal discretization.....	57
3.5.	Numerical domain.....	58
3.6.	Initial conditions and boundary conditions.....	59
4.	Results and discussion.....	60
4.1.	Model validation.....	60
4.1.1.	Light emission and numerical results.....	60
4.1.2.	Streamers morphology.....	62
4.1.3.	Propagation velocity of the streamers.....	64
4.2.	Influence of dielectric permittivity	65
4.3.	Effect of the wetting angle.....	67
5.	Conclusion	70
6.	Acknowledgement.....	71
7.	Author declarations.....	71
7.1.	Conflict of interest.....	71
	Data available	71
Annexe A.	Ghost Fluid Method (GFM).....	72
1.	Electrodes surfaces	72

2. Dielectric surface	74
Annexe B. Continuity equation	76
Conclusion générale	78
Références bibliographiques	80

Liste des tableaux

1.1	Formulation générale méthode volume finis.....	31
2.1	The fit parameters utilized to compute the photoionization source term	55
2.2	Boundary conditions at the electrode surfaces.	60

Table des figures

1.1	Avalanche électronique en champ homogène. Définition des deux coefficients de Townsend, α et γ	19
1.2	Propagation du streamer positif [1].	22
1.3	Propagation du streamer négatif [2].	22
1.4	Mise en évidence expérimentale de l'influence du gaz et de la pression sur un streamer positif [3].	23
1.5	Comparaison du champ électrique (en Townsend) calculé à l'aide de la méthode volumes finis et de la méthode éléments finis au cours du temps [4]. On remarque que l'erreur relative entre les deux méthodes est inférieure à 10%.	31
1.6	Densité de charge d'espace à gauche et norme du champ électrique à droite calculées à l'aide d'un maillage adaptatif [5]. Ici, deux niveaux de raffinement ont été nécessaires.	34
1.7	Évolution de la norme du champ électrique (en Td) à pression atmosphérique dans l'air entre une pointe à la haute tension et un plan à la masse [6].	36
1.8	Comparaison entre l'émission lumineuse calculée par le modèle et celle enregistrée par une caméra à balayage. L'émission lumineuse proche de la pointe provient du streamer secondaire [6].	36
1.9	Évolution temporelle de la densité en radical O et en radical N. La majorité des espèces radicalaires ont été générées dans le streamer positif [6].	37
1.10	Représentation de la densité électronique en échelle logarithmique aux temps $t = 6.0, 12.9, 18.3, 21.0$ ns [7].	37
1.11	Évolution de la norme du champ électrique entre le temps $t=6.0$ ns et le temps $t=21$ ns. La valeur du champ électrique est comprise entre 40kV/cm et 140kV/cm [7].	38
1.12	Définition d'un point virtuel au niveau de l'interface entre deux milieux de permittivité relative différentes dont la normale est orientée selon r [8].	39

1.13	Carte du champ électrique pour le streamer positif à gauche et pour le streamer négatif à droite. Les flèches indiquent la direction du champ électrique [9].	41
1.14	Propagation du streamer positif dans une bulle en fonction de la permittivité du liquide. Si ce rapport est important, le streamer se propage à la surface de la bulle [10].	41
1.15	À gauche, propagation du streamer positif au travers d'une particule de densité plus faible que celle de l'air. À droite, la particule est de densité plus élevée que celle de l'air. On remarque qu'en fonction de la densité de la particule, le streamer est soit comprimé ou dévié dans la particule [11].	42
1.16	a) Évolution de la tension gaz et du courant collecté. Définition de la signature électrique de la décharge streamer et de la décharge spark. b) Image intégrée de la décharge streamer à gauche (de 25 à 125 ns) et la décharge spark à droite (de 175 à 675 ns). L'anode est à droite, la cathode à gauche et la tension appliquée est de -13 kV [12].	43
1.17	Images, intégrées 2 ns, de l'évolution de la décharge streamer pour une tension appliquée de -13 kV. L'anode est à droite et la cathode à gauche [12].	44
2.1	a) Scheme of the experimental setup to produce streamer discharge in air gap with a droplet of deionized water. b) Typical image of a streamer discharge integrated over 50 discharges with a commercial camera. c) Current-voltage waveforms for a typical discharge conducted at -11 kV and 300 ns of voltage amplitude and pulse width, respectively.	52
2.2	Numerical domain where the simulation is conducted. The grid is composed of 1550×1030 points. The green lines indicate the electrodes, the Teflon surface, and the droplet surface.	59
2.3	Comparison between the time-evolution of S_e predicted by the model and the time-evolution of the emission (1 ns-integrated images) of the discharge in air gap with a droplet of deionized water. The cathode is on the left, the anode is on the right, and the applied voltage is 11kV.	61
2.4	Temporal evolution of a) the electric field, b) the space charge density, and c) the electron density of a discharge propagating in air gap with a droplet of deionized water.	62
2.5	a) Time-evolution of the propagation velocities of positive and negative streamers propagating in the air gap with a droplet of deionized water. b) Time-evolution	

	of S_e in the period of region IV in a) that corresponds to the contact between the negative (at left) and positive (at right) streamers.....	65
2.6	Time evolution of electron density for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different dielectric permittivity.	66
2.7	Time evolution of the positions, X and Z, of a) the negative and b) positive streamers' head propagating in air gap with a droplet that has different dielectric permittivity, namely 8, 24, 41, and 80.	67
2.8	Scheme of the configuration to model the influence of the wetting angle between the droplet and Teflon. The parameters are fixed to $d_e = 0.3$ mm, $d_g = 5$ mm, $d_{cl} = 1.5$ mm, and d_h can change with θ ; three values are considered : 22, 90, and 112°.....	68
2.9	Time evolution of electron density for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different contact angle with Teflon, namely a) 90°, b) 112°, and c) 22°.....	69
2.10	Time evolution of electric field for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different contact angle with Teflon, namely a) 90°, b) 112°, and c) 22°.....	70
A.1	Electrode borders in a cartesian mesh. Cells are represented by dash lines and cross evaluation points. The potential value, ϕ_I , is fixed at the electrode surface using ϕ_{g1} and ϕ_{g2}	73

Liste des sigles et des abréviations

FEM	Méthode des éléments finis, de l'anglais <i>Finite Element Method</i>
FVM	Méthode des volumes finis, de l'anglais <i>Finite Volume Method</i>
PIC	Particules-en-cellule, de l'anglais <i>Particle-In-Cell</i>

À mes frères, à mes parents, à ma famille...

Remerciements

Je souhaite remercier mes frères et mes parents pour m'avoir soutenu, supporté et motivé durant ces deux années de maîtrise. Merci d'avoir été présents et de continuer de l'être avec ce sourire qui vous sied à merveille.

Je tiens également à remercier Flavien Valensi et Ahmad Hamdan pour m'avoir accueilli et suivi durant ces deux années de maîtrise. Merci pour la liberté que vous m'avez accordée et pour la confiance que vous m'avez donnée.

Je remercie également les responsables du master Sciences et Technologies des Plasmas et l'Université de Montréal pour permettre à des étudiants de profiter de la richesse de ce genre de projet. Merci au jury pour le temps et l'attention que vous porterez à mon travail.

Cette année à Montréal n'aurait pas été la même sans la présence de mes collègues du groupe plasma de l'Université de Montréal. Je souhaite vous remercier et plus précisément Antoine Herrmann, Raphaël Robert, Audren Dorval, Fatima Khazem et Lyes Sebih, pour vos discussions, vos rires et votre sens du partage. Ce fut un plaisir de travailler avec vous.

Je souhaite ici exprimer une attention particulière pour Antoine Herrmann sans qui la fin de ce projet n'aurait pas pu voir le jour. Merci pour ton aide, pour ta bonne humeur et pour tous ces rires, je te souhaite bon courage pour la suite de ton parcours.

Enfin, merci à mes amis restés en France qui, malgré la distance, sont toujours restés présents pour moi.

Introduction

Les plasmas, principalement constitués d'ions, d'électrons et d'atomes ou molécules excités, sont généralement considérés comme le quatrième état de la matière.

Le terme "plasma" pour définir cet état très peu présent sur terre mais constituant 99% de la matière observable, a été pour la première fois utilisé par Irving Langmuir en 1928.

Les décharges streamers, faisant ici l'objet de notre étude, ont été pour la première fois étudié fondamentalement par Townsend dans les années 1900. Cependant, lors de l'étude de décharge à pression atmosphérique, les résultats ont remis en question la théorie jusqu'ici acceptée. Ainsi, la théorie aujourd'hui utilisée pour comprendre la formation de décharge streamer à pression atmosphérique a été formalisée par J. M. Meek et J. B. Loeb en 1940 [13].

Les décharges streamers à pression atmosphérique sont utilisées dans plusieurs domaines. En effet, de nombreuses propriétés intéressantes peuvent être contrôlées. La forte température des électrons devant celle des ions peut permettre la formation d'une grande variété de radicaux tout en limitant le chauffage du milieu. Les radicaux formés peuvent ainsi participer à la chimie visée. De plus, le plasma étant principalement constitué d'espèces chargées, l'application d'un champ électrique ou d'un champ magnétique permet de contrôler finement le mouvement des espèces. Ainsi, les décharges streamers sont utilisées en science de l'environnement [14], médecine [15] et traitement des matériaux [16] (modification des propriétés de surface).

Les principaux domaines cités mettent en avant l'interaction de la décharge avec une surface, très souvent, de nature diélectrique. De nombreux travaux expérimentaux et numériques ont alors permis de comprendre le processus de propagation et de mettre en avant l'influence du chargement de la surface sur la dynamique de la décharge.

De plus, des applications telles que l'activation d'eau par plasma ou encore la décontamination d'eau polluée, mettent également en avant le besoin de caractériser correctement l'interaction plasma-liquide. Plusieurs phénomènes à la surface sont en jeu en présence de l'eau : l'évaporation, la déformation de la surface, l'échange d'espèces ou encore l'éjection de gouttes. De plus, l'aspect diélectrique de l'eau induit la formation d'une gaine entre le streamer et la surface dans laquelle les phénomènes précédemment énumérés sont susceptibles

d'intervenir. Ainsi, le fort champ électrique de la gaine couplé au mélange gazeux présent à proximité de l'eau, génère une grande variété de réactions chimiques. Ce sont leurs produits qui sont par la suite utilisés pour des applications comme la dépollution des eaux.

Dans ce contexte, le groupe de physique des plasmas de l'Université de Montréal s'intéresse à l'interaction d'une décharge streamer avec une goutte d'eau disposée entre deux électrodes pointes, le tout, placé sur un support en Téflon. De nombreux résultats expérimentaux ont ainsi pu être obtenus.

Cependant, de nombreux paramètres (l'évolution temporelle de la densité électronique, la répartition spatiale du champ électrique) restent inconnus expérimentalement du fait de la difficulté de mise en place de certaines mesures. Il est alors intéressant d'envisager une étude numérique. En effet, la simulation est aujourd'hui largement utilisée afin de palier au problème énoncé précédemment. Son apport à l'expérience permet d'introduire un nouveau point de vue et une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. L'objectif de mon projet est de développer un modèle numérique simple permettant d'étudier la dynamique complexe de la décharge et ainsi approfondir la connaissance au sein du groupe sur l'interaction plasma-goutte. Ainsi, durant le premier chapitre de ce rapport, le lecteur est invité à s'initier à la décharge streamer et aux moyens numériques permettant la modélisation d'une telle décharge. Durant le second chapitre, sous la forme d'un article soumis pour publication dans *J Phys D : Appl.Phys*, le modèle numérique est introduit et les hypothèses sont justifiées. Les résultats sont discutés et la dynamique de la décharge explicitée. L'influence de plusieurs paramètres, tels que la constante diélectrique de la goutte et l'angle de mouillage, est ensuite étudiée. Enfin, le mémoire se termine sur une conclusion générale du projet.

Chapitre 1

Introduction à la physique d'un streamer

1. Physique d'un streamer

La première partie de ce chapitre présente, dans un premier temps, le phénomène d'avalanche électronique introduit par Townsend. Ce modèle est par la suite mis en défaut et corrigé à l'aide de l'approche introduite par J. M. Meek et L. B. Loeb. Les mécanismes de formation et de propagation de la décharge sont explicités et permettra d'introduire la physique du "streamer".

1.1. Décharge en champ homogène

Lorsqu'on souhaite générer une décharge électrique, la première étape consiste à appliquer une différence de potentiel entre deux électrodes. Dans cette première partie, on considère un système plan-plan dans l'air à pression atmosphérique.

Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée aux bornes de deux électrodes planes, loin des bords, le champ électrique généré est uniforme. Ainsi toutes les espèces chargées présentes dans le milieu se voient subir une force proportionnelle à leur charge q et au champ électrique \vec{E} , la force de Coulomb :

$$\vec{F} = q\vec{E} \tag{1.1}$$

Le rayonnement cosmique venant irradier l'espace inter-électrode, une population d'électrons "germes" existe. Il est également possible de produire ces électrons germes à l'aide d'une source de rayonnement ultraviolet dirigée vers la cathode.

Le champ électrique accélère donc ces électrons en direction de l'anode. Du fait de la présence d'autres espèces neutres, ces électrons entrent en collision avec le gaz et engendrent, sous certaines conditions, un processus d'ionisation permettant de produire d'autres électrons.

Il est ici important de rappeler que toutes les collisions entre un électron et une espèce neutre ne sont pas ionisantes. Il est crucial de considérer l'énergie de ces électrons et de la comparer à l'énergie seuil d'ionisation. La notion de section efficace d'ionisation est alors introduite.

L'énergie de l'électron devant être suffisante pour produire des réactions ionisantes, une condition est alors présente sur la norme du champ électrique. Si le champ électrique est trop faible, les électrons germes traverseront l'espace inter-électrode sans produire de nouveaux électrons, aucune décharge n'est alors observée. Le courant mesuré à l'anode correspondra donc à ce flux d'électrons germes et est appelé courant de déplacement.

En revanche, si le champ électrique est suffisamment important pour permettre aux électrons de produire des collisions ionisantes, le nombre d'électron augmente au fur et à mesure dans le gap (défini comme l'espace inter-électrodes) : le processus d'avalanche électronique est démarré. Il est alors défini le taux d'accroissement de cette population d'électrons : $\alpha [m^{-1}]$ le premier coefficient de Townsend, permettant d'évaluer le nombre d'électrons générés par unité de longueur.

Les ions contribuent également à l'accroissement de la population électronique. À l'inverse des électrons, les ions sont accélérés vers la cathode. Il est ici important de noter que leur mobilité est beaucoup plus faible que celle des électrons du fait de leur masse environ 2000 fois supérieure.

Ces ions, une fois accélérés par le champ électrique, entrent en collision avec la surface de la cathode. Des électrons peuvent ainsi être libérés et contribuer à l'avalanche électronique. Afin de tenir compte de ce processus, Townsend définit un second coefficient, γ , traduisant la fraction d'électron libérée lorsqu'un ion frappe la paroi.

Ces deux coefficients étant introduits, il est possible de remonter à la densité de courant totale traversant l'espace inter-électrode. Nous ferons l'hypothèse que les ions possèdent tous une seule charge positive.

Intéressons nous, dans un premier temps, au courant induit par le mouvement des électrons. La variation de la densité électronique, $n_e [m^{-3}]$, après un déplacement dx peut s'écrire comme suivant :

$$dn_e = \alpha n_e dx \quad (1.2)$$

Or la densité de courant électronique s'écrit $j_e = en_e v_e [C.m^{-2}.s^{-1}]$, avec v_e la vitesse de l'électron [m/s] et e la charge électronique $1.6 \times 10^{-19} [C]$. En introduisant cette expression dans l'équation (1.2), nous obtenons la variation infinitésimale de la densité de courant électronique :

$$dj_e = \alpha j_e dx \quad (1.3)$$

Ce qui donne après intégration entre 0, la position de la cathode, et x , un point dans l'espace inter-électrodes :

$$j_e(x) = j_e(0)exp(\alpha x) \quad (1.4)$$

La densité de courant totale est la somme de la contribution électronique et ionique. De plus, la continuité du courant doit être préservée. Ainsi la densité de courant est la même

dans tout le gap :

$$\begin{aligned} j &= j_i(x) + j_e(x) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{j} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

La densité de courant ionique à l'anode est connue. En effet, cette dernière est nulle du fait que les ions proviennent ici des collisions ionisantes et non de l'anode. Nous pouvons alors écrire la densité de courant totale traversant la décharge comme suivant, avec d la distance inter-électrode :

$$j = j_e(0) \exp(\alpha d) \quad (1.6)$$

En $x = 0$, nous pouvons écrire la densité de courant électronique comme la somme de deux contributions : une due au flux d'électrons germes, j_0 , et une seconde due au bombardement ionique traduit par le second coefficient de Townsend, $\gamma j_i(0)$.

$$j_e(0) = j_0 + \gamma j_i(0) \quad (1.7)$$

En combinant l'équation (1.5) et l'équation (1.6), nous pouvons écrire :

$$j_e(0) = j_0 + \gamma j_e(0) (\exp(\alpha d) - 1) \quad (1.8)$$

Finalement, après isolation de $j_e(0)$ et multiplication par $\exp(\alpha d)$ dans l'équation précédente, la densité de courant totale traversant l'espace inter-électrode peut s'écrire comme suivant :

$$j = \frac{j_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)} \quad (1.9)$$

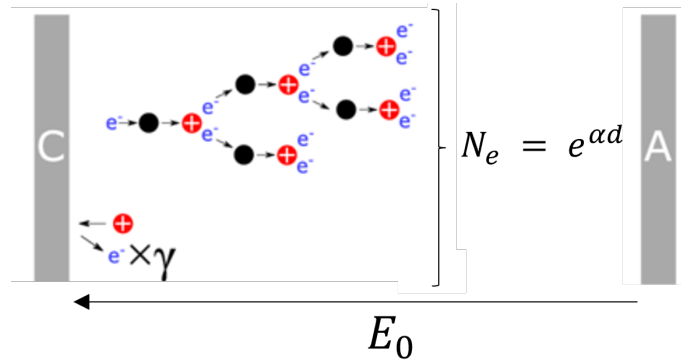


Figure 1.1 – Avalanche électronique en champ homogène. Définition des deux coefficients de Townsend, α et γ .

Lorsque $\gamma(\exp(\alpha d) - 1) = 1$, la densité de courant diverge. Physiquement, le terme $\exp(\alpha d) - 1$ représente le nombre d'ions produits lors du parcours d'un électron germe sur toute la distance inter-électrode. $\gamma(\exp(\alpha d) - 1)$ traduit le nombre d'électrons produit à la cathode par bombardement ionique. Ainsi, si un électron germe réussit à produire un

électron à la cathode alors une décharge est établie. Cette condition est appelée condition d'auto-entretien.

Ce modèle simplifié nous a permis d'introduire la condition d'auto-entretien. Il est cependant important de noter qu'en réalité la densité de courant ne diverge pas lorsque cette condition est atteinte. En effet, la densité de charge d'espace modifie la répartition spatiale du champ électrique ce qui limite la valeur de la densité de courant. Il est donc préférable d'interpréter cette condition d'auto-entretien comme une condition sur le potentiel électrique appliqué : pour une certaine valeur de celui-ci, α et γ sont suffisamment importants pour permettre au courant de passer sans source externe d'électron. Nous avons ici pris l'exemple du rayonnement interstellaire comme source d'électrons germes, mais d'autres sources existent tel que l'effet photo-électrique. De plus, la présence d'espèces excitées sur un niveau métastable dans l'espace inter-électrodes peut permettre d'initier la décharge avec une population d'électron germe plus faible ou moins énergétique. En effet, cette population à longue durée de vie nécessite un apport en énergie plus faible pour être ionisée et permettre l'initiation de la décharge.

1.2. Décharge en champ inhomogène

La théorie précédemment introduite permet de comprendre le mécanisme de claquage en champ homogène, c'est à dire, en supposant que la densité de charge d'espace n'est pas suffisante pour déformer le champ électrique appliqué.

Historiquement, cette théorie a dû être remise en cause lors, notamment, de l'étude de décharge à pression atmosphérique. Les chercheurs J. M. Meek et L. B. Loeb présentent alors un nouveau mécanisme permettant d'expliquer certains résultats expérimentaux : la théorie du streamer est née [13][17].

→ Faiblesses du mécanisme de décharge de Townsend :

Comme présenté par J. M. Meek [17], les observations expérimentales mettent en défaut la théorie de Townsend à pression atmosphérique. En effet, le rôle du mouvement des ions pour la décharge en champ homogène est primordial et permet d'aboutir à la condition d'auto-entretien que nous avons introduit dans la partie précédente. Cependant, il a été montré, expérimentalement, que le temps caractéristique d'une décharge à pression atmosphérique, pour une distance inter-électrode de l'ordre du centimètre, est très largement inférieur au temps nécessaire pour qu'un ion traverse l'espace inter-électrode. De plus, le second coefficient de Townsend γ est supposé dépendre fortement du type d'ion et de la nature de l'électrode. Or à pression atmosphérique, la tension de claquage est très faiblement dépendante de la nature de l'électrode, soit de γ .

Il est donc nécessaire d'introduire un nouveau mécanisme permettant de produire des électrons secondaires. Le rôle de la photoionisation a alors été mis en évidence, par les chercheurs

A. M. Cravath et C. Dechene, et permet de produire des électrons secondaires dans le gaz et non plus à la surface de la cathode [18].

→ Mécanisme de formation de la décharge streamer :

Lors de l'initiation d'une décharge streamer, le phénomène d'ionisation, décrit par le coefficient α dans la décharge de Townsend, est suffisamment important pour produire une densité de charge d'espace permettant de déformer le champ électrique appliqué. Le nombre de paires électron-ion nécessaires est de l'ordre de 10^8 , c'est le critère de Loeb-Meek.

Le champ électrique étant déformé, les électrons présents au voisinage de ce dipôle sont accélérés et peuvent ainsi produire de nouvelles avalanches électroniques. Ce phénomène permet de faire progresser la décharge.

Suffisamment d'électrons doivent être présents autour du dipôle pour permettre la génération d'une densité de charge d'espace suffisante. L'apport de ces électrons est dû à la photoionisation. En effet, lors de l'accélération des électrons germes par le champ géométrique, un grand nombre de collisions sont générées. Ces dernières peuvent être de deux types : élastiques et inélastiques. Les collisions inélastiques sont de plusieurs natures (attachement, recombinaison, excitation, etc...) mais une partie d'entre elles sont ionisantes si l'énergie cinétique de l'électron correspond à l'énergie d'ionisation de l'atome neutre (ou de l'ion). Ces collisions permettent de produire la densité de charge d'espace discutée précédemment.

Lors d'une collision d'excitation, l'électron transfère une quantité d'énergie correspondante à la différence d'énergie entre le niveau fondamentale et le niveau excité de l'atome. Un électron de la couche de valence passe alors sur un niveau excité. Lors de la désexcitation de cet atome (spontanée ou stimulée), un photon est émis. Si l'énergie de ce photon est suffisante pour ioniser un atome, un couple électron/ion est produit : le processus de photoionisation est démarré.

→ Propagation de la décharge streamer :

Deux types de streamer sont observés : les streamers positifs et les streamers négatifs. On se propose ici d'illustrer leur propagation.

Le streamer positif se propage de l'anode vers la cathode. La tête du streamer, définie comme la zone où la densité de charge d'espace est maximale, est dans ce cas chargée positivement. En effet, les électrons, ayant une mobilité beaucoup plus importante que les ions dû fait de leur masse (environ 2000 fois plus faible que celle des ions), se propagent vers l'anode laissant derrière eux les ions que l'on peut supposer immobiles.

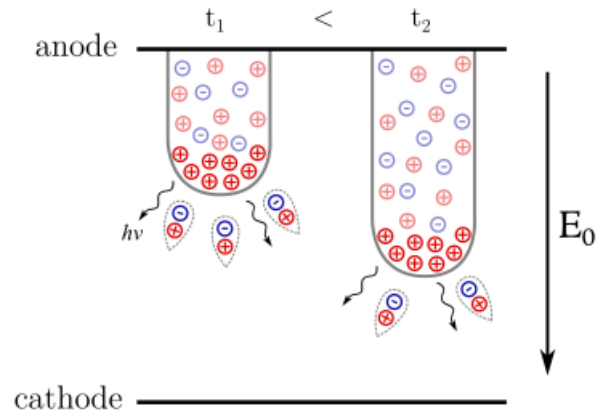


Figure 1.2 – Propagation du streamer positif [1].

Cette densité de charge positive se propage alors vers la cathode grâce aux avalanches électroniques générées par les électrons produits par photoionisation comme introduit plus haut.

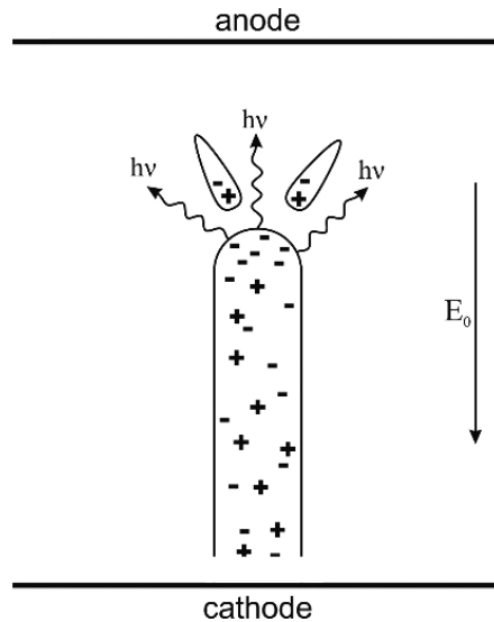


Figure 1.3 – Propagation du streamer négatif [2].

Dans le cas du streamer négatif, la tête du streamer est négative. Ici, les électrons secondaires progressent vers l’anode et génèrent la densité de charge nécessaire à la déformation du champ électrique géométrique. Du fait de l’importance de la diffusion électronique, la densité de charge d’espace occupe un volume plus important. Ainsi, la tête du streamer négatif est généralement plus volumineuse que celle observée pour un streamer positif.

1.3. Observations expérimentales

La théorie précédemment introduite nous a permis de comprendre le rôle important de la photoionisation dans le développement d'une décharge streamer. Il est ici important d'insister sur l'aspect probabiliste de ce phénomène et de sa forte dépendance au champ électrique. Les électrons secondaires ne sont pas produits de façon homogène devant la tête du streamer. Cette inhomogénéité a pour effet de favoriser le développement de la décharge selon certaines directions. Ce phénomène est appelé "*branching*" (ou arborescence/filamentation en français). Une illustration de ce phénomène peut être trouvée dans les travaux de Nijdam et al. [3], comme on peut le voir en figure 1.4.

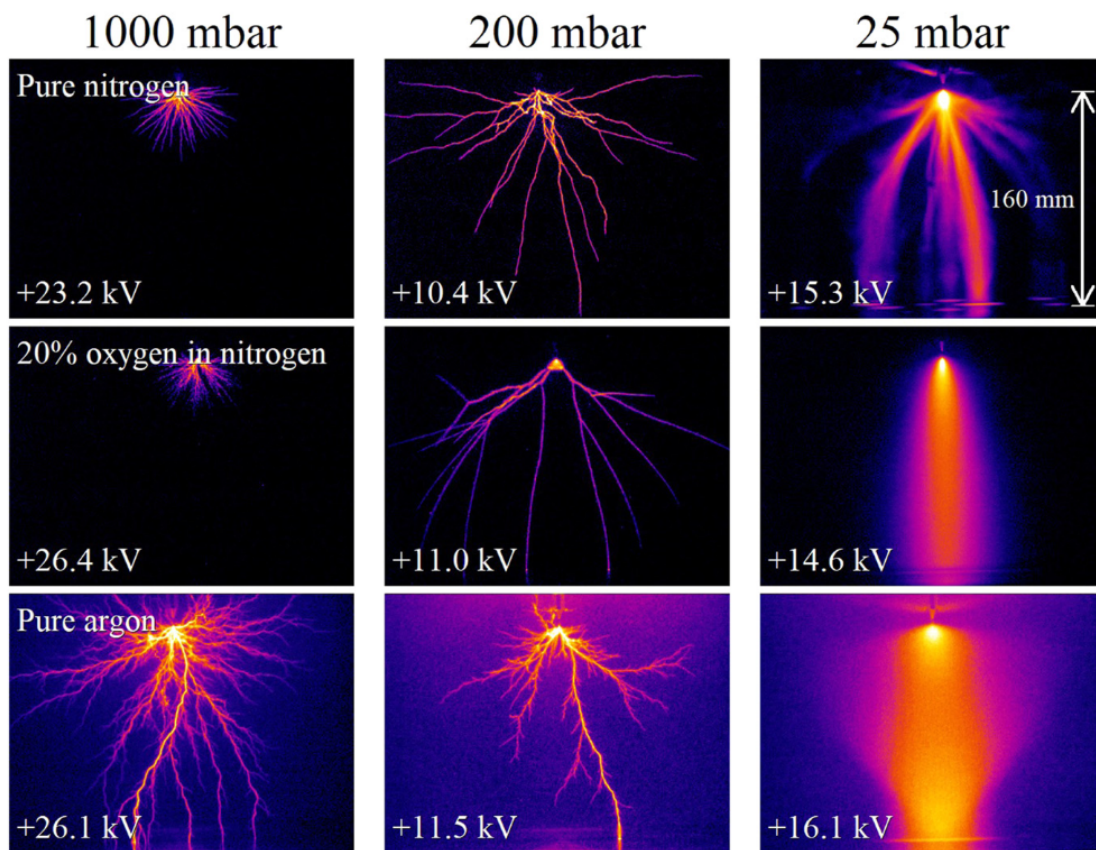


Figure 1.4 – Mise en évidence expérimentale de l'influence du gaz et de la pression sur un streamer positif [3].

Si la nature de l'électrode n'a plus d'influence sur la décharge streamer, la nature du gaz, la pression et la tension appliquée jouent un rôle important sur l'allure de la décharge et la vitesse de propagation du streamer. La figure 1.4 illustre une décharge effectuée entre une pointe à la haute tension positive et un plan à la masse pour différents mélanges gazeux. La distance inter-électrodes est symbolisée par une double flèche en haut à droite de l'image.

La modification du gaz impacte trois paramètres importants pour la décharge : la photoionisation, l'attachement électronique et les mécanismes induisant une perte d'énergie pour l'électron.

Chaque atome et molécule ayant des niveaux d'énergie différents, varier le gaz revient à modifier la population de photons ayant l'énergie suffisante pour ioniser. Ainsi, si cette population diminue, le nombre d'électrons secondaires diminue ce qui a pour effet d'augmenter l'arborescence de la décharge.

L'attachement électronique est dû à l'électronégativité d'un gaz. Dans le cas de l'air, l'oxygène étant fortement électronégatif par rapport à l'azote, sa concentration joue un rôle important sur la densité électronique. En effet, pour un même champ électrique, un gaz très faiblement électronégatif sera capable de développer une densité électronique plus importante que dans le cas d'un gaz fortement électronégatif. Ainsi, l'attachement joue un rôle important sur la tension de claquage.

Lors d'une collision avec un atome ou une molécule, l'électron est susceptible de perdre de l'énergie. Dans le cas d'une molécule, un grand nombre de niveau d'énergie est disponible du fait de la présence de niveaux d'énergie rotationnelle, vibrationnelle et électronique. Ainsi, il est plus simple de céder de l'énergie à une molécule qu'à un atome ne possédant que des niveaux d'énergie électronique. Dans le cas d'un gaz moléculaire, l'énergie électronique moyenne, pour un même champ électrique, sera alors plus faible que dans le cas d'un gaz atomique.

2. Résolution numérique

La physique de la décharge étant introduite, cette seconde partie est consacrée à l'approche numérique. Elle permettra d'introduire les méthodes aujourd'hui utilisées pour rendre compte de la dynamique d'un streamer.

2.1. Modèles numériques

Une décharge de type streamer est un phénomène multi-échelles à la fois spatialement et temporellement. La prise en compte des collisions est nécessaire pour rendre compte de la distribution en énergie des électrons. La bonne caractérisation de ces collisions, au travers des sections efficaces, est alors primordiale. De plus, le mouvement des électrons (et de toutes autres espèces prises en compte) doit être correctement représenté à l'aide d'un modèle numérique. Le mouvement du streamer étant dépendant de la répartition spatiale du champ électrique, une résolution précise de ce dernier est primordiale dans l'ensemble du domaine de calcul.

À toutes ces échelles spatiales doit être ajouté les échelles de temps correspondant à la durée du pulse de tension, au temps caractéristique de diffusion des différentes espèces et au temps

nécessaire à l'onde d'ionisation (streamer) de traverser le gap inter-électrode.

Malgré tout, il est possible d'obtenir des résultats qui concordent avec l'expérience en formulant un certain nombre d'hypothèses et en définissant des contraintes sur le pas de temps et sur le pas d'espace. Pour ce faire, plusieurs modèles ont été développés [19]. Nous nous proposons ici de décrire trois types différents de modèles, il en existe d'autres [20].

2.1.1. Modèle *Particle-In-Cell*

Dans un modèle ne prenant en compte que le mouvement des électrons (hypothèse s'appuyant sur la différence de mobilité entre les ions et les électrons), l'intérêt est de connaître la trajectoire des électrons à tout temps et dans tout l'espace de calcul. Pour ce faire, une approche particulière peut être envisagée, c'est le cas du modèle *Particle-In-Cell* (PIC).

Le modèle PIC permet de décrire, avec une grande précision, le mouvement de chaque électron soumis à la force de Coulomb (ou force de Laplace si le champ magnétique est pris en compte) et des collisions décrites par les sections efficaces. De plus, aucune hypothèse sur la fonction de distribution en énergie des électrons n'est formulée. Il est d'ailleurs possible de remonter à son allure.

Le terme "Particle-in-Cell" provient de la méthode de calcul du champ électrique. En effet, ce dernier est calculé aux noeuds d'un maillage fixe. La densité de charge doit également être calculée en chaque noeud (voir équation 2.9). Pour ce faire, chaque particule, comprise dans le volume d'une maille, voit sa charge redistribuée sur les 4 plus proches noeuds (en 2D) en fonction de sa distance avec ces derniers.

Les sections efficaces sont les seules données d'entrée du modèle et sont calculées à l'aide de la théorie de la physique quantique. Elles déterminent avec quelle probabilité une collision se produit entre un électron et une autre particule. Certaines collisions n'étant pas définies pour des énergies électroniques trop faibles, par exemple une collision ionisante, une section efficace est dépendante de l'énergie de l'électron incident.

Afin de rendre compte de cet aspect stochastique, le modèle PIC utilise la méthode Monte-Carlo. Cette méthode, étant très largement utilisée en physique des particules, est notamment décrite en détails dans la partie 2.1.1 de l'article de Li et al. [21].

Le modèle PIC permet donc d'obtenir une grande précision sur la dynamique des électrons. Cependant, il nécessite de suivre chaque particule individuellement. À pression atmosphérique, le nombre moyen d'électron dans un plasma est de l'ordre de $10^{19}m^{-3}$. Les ordinateurs et supercalculateurs actuels ne possèdent pas les ressources nécessaires pour suivre une telle population d'électrons. Afin de palier à ce problème, le nombre de particules est diminué en les regroupant par paquet de N particules. Ces "mégaparticules" possèdent alors N fois la charge et la masse de la particule. Il est important de correctement définir le paramètre N sinon des erreurs numériques peuvent apparaître.

Le temps de calcul est le second défaut de ce modèle. En effet, la quantité de données étant très importante, le temps de calcul peut aisément atteindre plusieurs semaines.

2.1.2. Modèle fluide

Les modèles fluides sont les plus communs dans la communauté scientifique. Le mouvement de toute espèce considérée est alors assimilé au mouvement moyen d'un fluide dont les propriétés sont déterminées à l'aide des coefficients de transport.

Cette hypothèse est valable si l'on suppose que toutes les particules dans le plasma sont à l'équilibre thermodynamique local. Ainsi, il est nécessaire que le nombre de collision dans le plasma soit suffisamment important afin que la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann supposée soit représentative de la population électronique.

La dynamique du fluide est alors décrite par une équation dite de "dérive-diffusion" obtenue à l'aide des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, le moment d'ordre 0 (équation de continuité) et le moment d'ordre 1 (équation de conservation de la quantité de mouvement), en faisant l'hypothèse de quasi-stationnarité, reposant sur une fréquence de collision élevée.

Plusieurs coefficients de transport interviennent dans cette équation et dépendent du plasma que l'on souhaite étudier. Ces derniers sont déterminés à l'aide d'une approche Monte-Carlo dans un modèle particulière. Les coefficients de transport dépendent de l'énergie des électrons. Cependant, connaître l'énergie électronique en tout point de l'espace nécessite de résoudre le moment d'ordre 2 (l'équation de conservation de l'énergie). L'hypothèse d'équilibre avec le champ électrique permet alors de tabuler ces coefficients en fonction du champ

électrique réduit ($\frac{||\vec{E}||}{N}$).

L'étude d'un seul fluide permet de simplifier et de grandement diminuer le temps de calcul de l'étude. Cependant cette approche nécessite un grand nombre d'hypothèses pouvant, dans certains cas, introduire une erreur importante.

Ainsi pour corriger le modèle, il est introduit un terme correctif sur le terme source d'ionisation. En effet, il a été montré qu'en tête de streamer, la densité électronique est trop faible par rapport à un modèle PIC. On parle alors d'un modèle "*extended fluid*".

2.1.3. Modèle hybride

Fort de l'expérience des deux derniers modèles, un nouveau type de modèle a également vu le jour : le modèle hybride.

L'objectif est de combiner les avantages des deux précédents : la vitesse de calcul du modèle fluide avec la précision du modèle PIC.

Il existe plusieurs types de modèles hybrides. Le premier considère uniquement les électrons à l'aide d'un modèle particulière et les autres espèces à l'aide d'un modèle fluide. Le second

associe une partie de l'espace à un modèle fluide et une autre partie à un modèle PIC à l'aide d'une zone "buffer". Cette approche permet de définir des zones d'intérêts nécessitant une précision accrue. Ce type de modèle est décrit en détails dans les travaux de Chao Li et son équipe [22][21].

2.2. Résolution des équations

Nous avons choisi pour nos travaux, conscients de ses limites, le modèle fluide puisqu'il permet d'obtenir des résultats en un temps de calcul raisonnable, quelques jours, sur un ordinateur fixe en bureau. De plus, l'ensemble des équations ont été résolus en explicite, c'est à dire de manière séquentielle sans couplage en temps. Cette sous partie est alors consacrée à l'introduction des outils permettant la mise en place d'un modèle fluide.

2.2.1. Équations fluides

→ Équation de continuité :

L'équation de conservation de la matière (ou équation de continuité) pour une espèce j est la suivante :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}_j) = S_j \quad (2.1)$$

Ici n_j , \vec{v}_j , S_j représentent, respectivement, la densité volumique, la vitesse, le terme source (tenant compte des gains et des pertes) de l'espèce j. En l'absence de terme source, cette équation permet la conservation de l'espèce j.

→ Équation dérive-diffusion :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un fluide de charge q_j soumis à la force de coulomb dans un milieu de pression P et dont les collisions ont lieu à la fréquence ν :

$$m n_j \left(\frac{\partial \vec{v}_j}{\partial t} + \vec{v}_j \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_j \right) = q_j n_j \vec{E} - \vec{\nabla} P - m_j n_j \nu \vec{v}_j \quad (2.2)$$

En faisant l'hypothèse que la vitesse v_j du fluide est suffisamment faible due à une fréquence de collision élevée (ν grand), on peut négliger le terme d'advection. De plus, nous faisons l'hypothèse de quasi-stationnarité. L'équation 2.2 devient alors :

$$m_j n_j \nu \vec{v}_j = q_j n_j \vec{E} - \vec{\nabla} P \quad (2.3)$$

De plus, on suppose que notre fluide obéit à la loi des gaz parfaits. On peut donc relier la pression à la densité. En supposant un nombre de collisions important, nous faisons l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local. Le gradient de la température est alors nul. Nous pouvons maintenant écrire le flux de l'espèce j comme suivant :

$$\vec{F}_j = n_j \vec{v}_j = \frac{q_j}{m_j \nu} n_j \vec{E} - \frac{k_b T_j}{m_j \nu} \vec{\nabla} n_j \quad (2.4)$$

On introduit deux paramètres, la *mobilité* μ et le coefficient de *diffusion* D tel que :

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{q_j}{m_j \nu} \\ D &= \frac{k_b T_j}{m_j \nu} \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\vec{F}_j = \mu n_j \vec{E} - D \vec{\nabla} n_j \quad (2.6)$$

Nous pouvons maintenant injecter l'équation 2.6 dans l'équation 2.1 afin d'obtenir l'équation de dérive-diffusion :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\mu_j n_j \vec{E} - D_j \vec{\nabla} n_j) = S_j \quad (2.7)$$

Cette équation doit être comprise comme suivant : la variation de la densité de l'espèce j est relié à la divergence du flux, des gains et des pertes en volume de cette espèce. Le flux possède deux origines : le mouvement de dérive de l'espèce chargée dans le champ électrique et de sa diffusion décrite par la loi de Fick.

→ Équation de Poisson :

On remarque que le champ électrique apparaît dans l'équation 2.7. De plus, nous faisons l'hypothèse d'équilibre avec le champ électrique local ce qui implique que la mobilité et le coefficient de diffusion dépendent également du champ électrique.

Il est donc nécessaire de combiner cette équation à l'équation de Maxwell-Gauss afin d'obtenir la carte du champ électrique dans tout le domaine de calcul.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.8)$$

Avec \vec{E} , ρ et ϵ_0 , respectivement, le champ électrique, la densité volumique de charge et la permittivité du vide.

Lors de la modélisation d'une décharge électrique entre deux électrodes, une donnée d'entrée du modèle est généralement la différence de potentiel appliquée. Ainsi en utilisant la relation reliant le champ électrique au potentiel, $\vec{E} = -\vec{\nabla} V$, nous obtenons l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e - n_n) \quad (2.9)$$

→ Terme source équation dérive-diffusion :

Le terme source de l'équation dérive-diffusion 2.7 doit tenir compte de tous les événements pouvant produire ou faire disparaître l'espèce j . Prenons le cas d'un modèle s'intéressant à trois espèces : les électrons, les ions positifs et les ions négatifs. Ainsi le terme source pour chaque espèce, annotée respectivement e, p, n , peut s'écrire comme suivant :

$$\begin{cases} S_e = S_{ph} + S_{ion} - S_{att} - S_{ep} \\ S_p = S_{ph} + S_{ion} - S_{ep} - S_{pn} \\ S_n = S_{att} - S_{pn} \end{cases}$$

Avec S_{ph} le terme de photoionisation, S_{ion} le terme d'ionisation, S_{att} le terme d'attachement entre un électron et un neutre, S_{ep} le terme de recombinaison entre un électron et un ion positif et S_{pn} le terme de recombinaison entre un ion positif et un anion. On peut les écrire comme suivant :

$$\begin{cases} S_{ion} = \alpha n_e \mu ||\vec{E}|| & \text{avec } \alpha(E/N) \\ S_{att} = \eta n_e \mu ||\vec{E}|| & \text{avec } \eta(E/N) \\ S_{ep} = k_{ep} n_e n_p & \text{avec } k_{ep} = 5 \times 10^{-14} m^3/s \\ S_{pn} = k_{pn} n_p n_n & \text{avec } k_{pn} = 5 \times 10^{-14} m^3/s \end{cases}$$

Le coefficient d'attachement η et le premier coefficient de Townsend α dépendent du mélange gazeux, de la température et de la pression du milieu dans lequel le plasma est généré. Ces coefficients peuvent être déterminés à l'aide du logiciel Bolsig+ [23] ou trouvés dans la littérature [24].

→ Photoionisation :

Ce paragraphe s'appuie sur les travaux de S. Celestin [25], détaillés dans le chapitre 3 de sa thèse. Le terme de photoionisation doit être évalué à l'aide de l'intégrale suivante :

$$S_{ph} = \int \frac{I(\vec{r}') g(|\vec{r} - \vec{r}'|)}{4\pi(|\vec{r} - \vec{r}'|)^2} d^3\vec{r}' \quad (2.10)$$

Dans le cas d'un plasma d'air, soit généré dans un mélange 80% diazote et 20% dioxygène, on ne regarde que le rayonnement induit par les molécules N_2 et N_2^+ permettant d'ioniser la molécule de dioxygène. On suppose ici que le terme source de photon, $I(\vec{r})$, est proportionnel au terme source d'ionisation :

$$I(\vec{r}) = \frac{p_q}{p + p_q} \xi \left(\frac{\nu_u}{\nu_i} \right) S_{ion}(\vec{r}) \quad (2.11)$$

Ici, p_q représente la pression de "quenching" de la molécule N_2 , p est la pression du gaz, ξ est l'efficacité moyenne de photoionisation et ν_u est le coefficient d'excitation par impact électronique de l'état u de la molécule de diazote.

La fonction $g(r)$ peut quant à elle s'écrire en fonction de la pression réduite du dioxygène p_{O_2} ,

du maximum et du minimum de la section efficace d'absorption de la molécule de dioxygène dans la longueur d'onde considérée, χ_{max} et χ_{min} .

$$g(r) = \frac{\exp(-\chi_{min}p_{O_2}r) - \exp(-\chi_{max}p_{O_2}r)}{r \ln(\chi_{max}/\chi_{min})} \quad (2.12)$$

Cette intégrale est coûteuse en temps de calcul. Il est nécessaire, pour connaître la valeur du terme source en une position au temps t, de sommer sur toutes les positions dans le domaine de calcul à chaque pas de temps.

Afin de simplifier et d'accélérer le calcul, il est possible de ramener le calcul de l'intégrale à la résolution d'un certain nombre d'équations d'Helmholtz. Ce nombre d'équations est à définir en fonction du nombre d'exponentielle permettant d'approximer la fonction $g(r)$. Les équations sont de la forme suivante :

$$\Delta S_{ph}^i(\vec{r}) - (\lambda_i p_{O_2})^2 S_{ph}^i(\vec{r}) = -A_i p_{O_2}^2 I(\vec{r}) \quad (2.13)$$

Les coefficients A_i et λ_i sont des paramètres d'ajustement.

2.2.2. Méthode numérique

Une fois les équations introduites, il est nécessaire de les discrétiser afin de pouvoir les résoudre numériquement. Deux méthodes sont généralement utilisées lors de la mise en place d'un modèle fluide : la méthode volumes finis (FVM) et la méthode éléments finis (FEM).

→ Méthode éléments finis :

La méthode éléments finis consiste à discrétiser l'espace à l'aide d'un maillage pouvant être irrégulier (Delauney par exemple) et d'évaluer la solution à l'aide de polynômes de degré souhaité. La puissance de cette méthode repose sur le maillage et la facilité de mise en place des conditions aux bords. En effet, si l'on souhaite modéliser une géométrie complexe, il est intéressant de pouvoir utiliser un maillage non-uniforme et dont la maille peut être de géométrie variable.

Les conditions aux bords sont imposées sur les noeuds en question et les fonctions d'interpolations doivent satisfaire ces conditions par construction, ce qui facilite leur vérification. Cependant des difficultés apparaissent lorsque l'on souhaite utiliser la méthode des éléments finis pour modéliser la dynamique d'un fluide. L'aspect directionnel de la convection n'est pas ici représenté. En effet, le sens de propagation de l'information n'étant pas pris en compte, cette méthode peut, dans certains cas, se rapprocher d'une méthode différence finie classique que l'on sait non-convergente pour ce genre de système.

De plus, la solution étant approchée à l'aide de fonctions d'interpolations, la conservation de la variable calculée n'est pas assurée. Physiquement, la méthode éléments finis n'est donc pas satisfaisante malgré des résultats très proches à ceux obtenus à l'aide de la méthode volume finis (voir figure 1.5). C'est pourquoi nous utiliserons la méthode volumes finis.

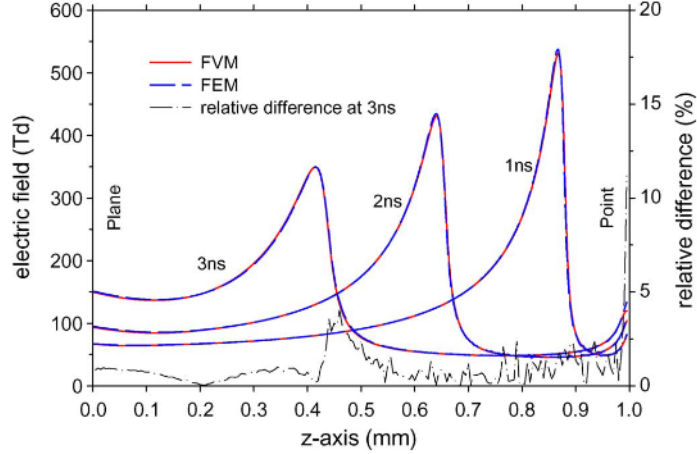


Figure 1.5 – Comparaison du champ électrique (en Townsend) calculé à l’aide de la méthode volumes finis et de la méthode éléments finis au cours du temps [4]. On remarque que l’erreur relative entre les deux méthodes est inférieure à 10%.

→ Méthode volumes finis :

L’objectif ici est d’introduire la méthode grâce aux travaux de Suhas V. Patankar [26]. La méthode volumes finis est construite par intégration des équations sur le volume de contrôle, soit le volume d’une maille. Nous choisissons d’utiliser la méthode volumes finis centrée qui consiste à évaluer la solution au centre de chaque maille.

Les équations précédemment introduites peuvent s’écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u}\phi - \Gamma\vec{\nabla}\phi) = S_\phi \quad (2.14)$$

Prenons l’exemple de l’équation de dérive diffusion 2.7, nous avons les correspondances suivantes :

Tableau 1.1 – Formulation générale méthode volume finis

ϕ	$n_{e,i,n}$
ρ	1
\vec{u}	$\mu_{e,i,n}\vec{E}$
Γ	$D_{e,i,n}$
S_ϕ	$S_{e,i,n}$

L’intégration sur le volume de contrôle peut s’écrire comme suivant :

$$\int_{V_{maille}} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)d^3\vec{r} + \int_{V_{maille}} \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u}\phi - \Gamma\vec{\nabla}\phi)d^3\vec{r} = \int_{V_{maille}} S_\phi d^3\vec{r} \quad (2.15)$$

Nous faisons ici l'hypothèse que les grandeurs sont constantes au sein d'une maille et nous appliquons le théorème de la divergence :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{V_{maille}} \int_{S_{maille}} (\rho\vec{u}\phi - \Gamma\vec{\nabla}\phi)d^2\vec{r} = S_\phi \quad (2.16)$$

On remarque alors qu'il est nécessaire de connaître la valeur de ϕ et du gradient de ϕ au niveau des faces. Le gradient est simple à obtenir car la valeur de ϕ est connue au centre de chaque maille. Cependant, pour la valeur de ϕ au niveau de la face il est nécessaire d'utiliser un schéma numérique.

Une fois le schéma numérique choisi, il est possible d'écrire, en formulation explicite, l'équation précédente comme suivant, en 2D :

$$\phi_P^{t+1} = a_0\phi_P^t + a_1\phi_N^t + a_2\phi_S^t + a_3\phi_E^t + a_4\phi_O^t + S_P^t \quad (2.17)$$

La valeur de ϕ au point P peut alors être écrite en fonction de la valeur de ϕ sur ses premiers voisins, soit les mailles Nord, Sud, Est, Ouest, et du terme source au point P. Les coefficients devant chaque terme dépendent du système de coordonnées et des conditions aux bords.

2.2.3. Schéma numérique

Il existe un grand nombre de schéma numérique qui se différencie par leur "ordre". L'ordre est défini par le nombre de voisin pris en compte dans l'expression de ϕ au niveau de la face. Nous nous attarderons ici sur deux schémas numériques différents.

→ Schéma Upwind :

Le schéma le plus simple à mettre en place est le schéma Upwind. Ce dernier est d'ordre 1 et ne fait donc intervenir la valeur que d'un seul voisin.

Ce schéma est construit afin de rendre compte du phénomène de convection et ainsi tenir compte du sens de propagation de l'information. Ainsi, pour connaître la valeur de ϕ sur une face, il suffit de faire le produit scalaire entre la vitesse et la normale à la face orienté vers l'extérieur. Si le résultat est positif, alors la valeur de ϕ à la face est la valeur de ϕ dans la maille. Si, au contraire, le signe est négatif, alors la valeur de ϕ est la valeur de ϕ dans la maille voisine.

Le schéma Upwind introduit de la diffusion numérique. Afin de pallier ce problème, il existe des correcteur de flux. Une grande variété de correcteur de flux existe et sont tous d'ordre 2[27].

→ Schéma Scharfetter-Gummel :

Ce schéma est construit de telle sorte à résoudre l'équation de convection-diffusion entre deux mailles :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \phi) = \vec{\nabla} \cdot (\Gamma \vec{\nabla} \phi) \quad (2.18)$$

En une dimension, si on pose $x = 0$ le centre d'une maille et $x = L$ le centre de l'autre maille, alors la valeur de ϕ à l'interface est la suivante :

$$\frac{\phi - \phi_0}{\phi_L - \phi_0} = \frac{\exp(P_e x/L) - 1}{\exp(P_e) - 1} \quad (2.19)$$

Avec $P_e = \frac{\rho u L}{\Gamma}$ le nombre de Peclet. Ici la solution est obtenue en supposant le coefficient de diffusion, Γ , constant et le champ électrique dans une maille également.

Il est possible d'améliorer la précision du modèle en supposant une variation linéaire du champ électrique dans la maille. L'équation est solvable et un schéma corrigé est obtenu comme présenté dans les travaux de A. A. Kulikovsky [28].

2.2.4. Maillage

La construction du maillage est une étape importante puisqu'il définit les points où la solution sera calculée. Il est donc nécessaire de mettre un nombre important de points au niveau des zones d'intérêt afin de gagner en précision. Cependant plus le nombre de points est important plus le temps nécessaire à la résolution augmente.

Dans le cas de la modélisation d'une décharge streamer, plusieurs échelles spatiales et temporelles doivent être prises en compte, comme présenté plus haut. Ainsi, l'utilisation d'un maillage uniforme dans tout le domaine de calcul n'est pas une solution envisageable. Afin de réduire le temps de calcul, une solution est d'utiliser un maillage adaptatif [29].

→ Maillage adaptatif :

La procédure consiste à calculer toutes les équations sur une grille mère et de définir une grille fille, dont le pas d'espace est deux fois plus petit, à l'aide des critères de raffinement. Ici deux critères sont définis permettant d'identifier les mailles qui ne résolvent pas la longueur d'ionisation [30] et de suivre la densité de charge d'espace [5].

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Critère 1 : } \Delta x < \frac{c_1}{\alpha} \\ \text{Critère 2 : } \Delta x < \sqrt{\frac{c_2 \epsilon_0}{\rho}} \end{array} \right.$$

Avec c_1 et c_2 des constantes permettant de définir la précision souhaitée sur le résultat. Une fois la grille fille définie, il est nécessaire d'interpoler les données de la grille mère vers cette dernière. Ensuite, le champ électrique, les flux et les densités sont calculés sur la grille

filles.

L'objectif est de faire remonter l'information, sur la densité, de la grille fille vers la grille mère. Pour ce faire, il est nécessaire de conserver les flux au niveau de l'interface entre les deux grilles : le flux sortant de la grille fille doit être le flux entrant de la grille mère. L'actualisation des densités peut alors être faite sur la grille mère et le temps augmente d'un pas de temps. Il est possible de généraliser la méthode précédente à N grilles.

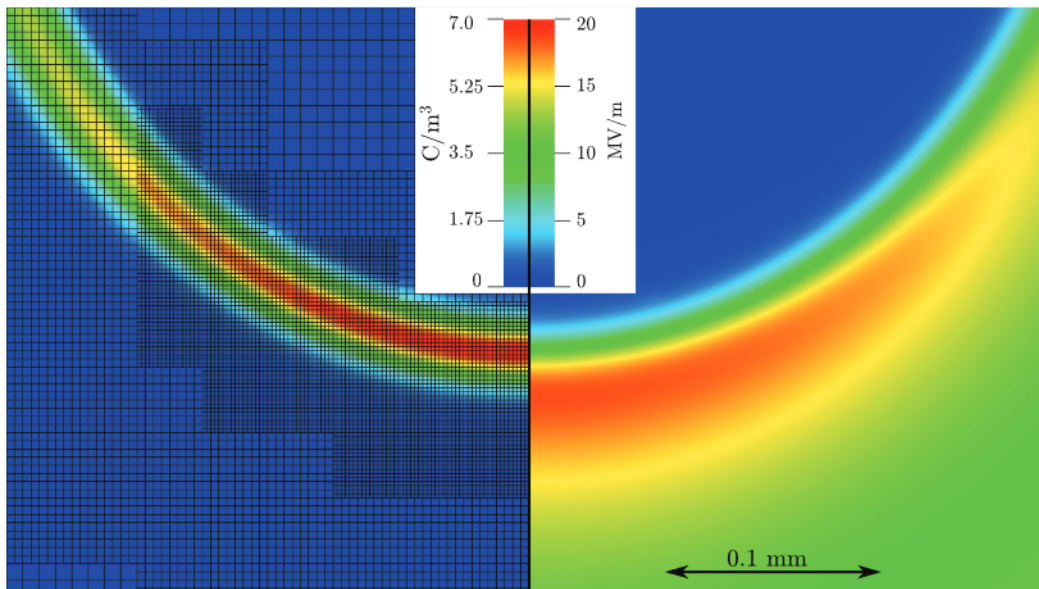


Figure 1.6 – Densité de charge d'espace à gauche et norme du champ électrique à droite calculées à l'aide d'un maillage adaptatif [5]. Ici, deux niveaux de raffinement ont été nécessaires.

La figure 1.6 illustre la densité de charge volumique à gauche et la norme du champ électrique calculées à l'aide d'un maillage développé sur 3 grilles. Ce dernier est représenté sur la carte de la densité de charge. On remarque que les critères utilisés permettent d'ajouter des points dans la zone d'intérêt, c'est à dire, en tête de streamer.

→ Maillage non uniforme :

L'utilisation d'un maillage adaptatif dans ce projet soulève plusieurs problèmes. En effet, le modèle présenté dans le chapitre suivant est construit en python et repose sur l'utilisation d'un solveur direct, fourni dans la bibliothèque Scipy, pour la résolution de l'équation de Poisson. De plus, la géométrie étudiée implique la résolution de plusieurs grilles à un niveau de raffinement donné.

L'utilisation d'un solveur direct nécessite de connaître les conditions aux bords pour chaque grille. Or, si une grille fille est adjacente à une seconde grille fille, les conditions aux bords de l'une dépendent de la solution de l'autre.

Cette problématique implique qu'un ordre de résolution doit être défini, ce qui n'est pas

acceptable physiquement. Il est donc nécessaire d'utiliser un solveur itératif permettant d'actualiser les conditions aux bords sur chaque grille fille durant la résolution. De plus, un solveur itératif peut profiter de techniques de parallélisation permettant de diminuer le temps de calcul.

L'objectif de notre projet étant de valider un premier modèle à l'aide de résultats expérimentaux, et le temps imparti étant limité, nous avons opté pour l'utilisation du solveur direct de Scipy couplé à l'utilisation d'un maillage non-uniforme.

La construction d'un maillage non-uniforme est intuitive. L'objectif est de supprimer des points dans les zones de faibles intérêt et d'en ajouter dans zones critiques. Il est cependant nécessaire de faire varier la taille des cellules selon chaque dimension de l'espace de manière continu afin de ne pas générer d'erreurs numériques.

3. Propagation typique d'une décharge streamer

3.1. Propagation dans l'air

Un grand nombre de modèles sont aujourd'hui développés afin de connaître le comportement du streamer dans différentes configurations. Plusieurs travaux mettent en évidence l'influence de la géométrie des électrodes, du gaz, de la pression et de la tension appliquée [31][32].

→ Pointe-Plan :

La configuration pointe-plan est une configuration très étudiée. La présence de la pointe à pour effet d'augmenter localement le champ électrique proche de la pointe ("effet de pointe"), ce qui favorise les décharges streamer. Dans ce paragraphe nous nous intéresserons plus particulièrement à une étude faite par O. Eichwald et son équipe [6] sur l'étude d'un ozoneur.

L'objectif était de construire un modèle permettant de reproduire les résultats expérimentaux effectués par cette même équipe. Mais également de compléter ces résultats en répondant à la question suivante : où sont générées les espèces radicalaires oxygène et azote ? Leur étude met en évidence une zone de champ électrique intense proche de la pointe, entre 6 et 7 mm, une fois que le streamer positif a atteint la contre électrode (voir figure 1.7), on parle alors de "secondary streamer". Comme expliqué dans leur article, le streamer secondaire est dû à la redistribution du champ électrique lorsque la tête du streamer positif est neutralisée par la cathode.

Cette zone de fort champ est également visible au travers de l'enregistrement de l'émission lumineuse. En effet, un champ intense permet d'accélérer les électrons qui, à leur tour, excitent les atomes/molécules présents.

Le modèle étant validé par des résultats expérimentaux, il est maintenant possible d'obtenir des données que l'expérience seule ne peut obtenir. La simulation faite par O. Eichwald

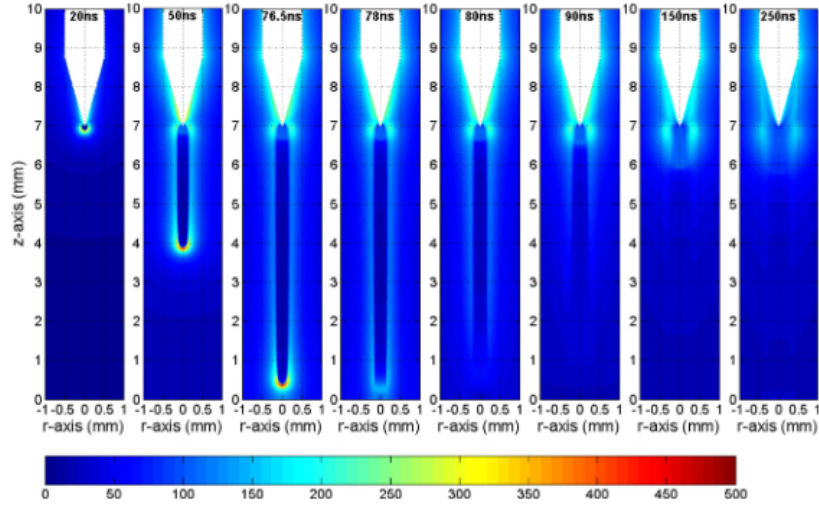


Figure 1.7 – Évolution de la norme du champ électrique (en Td) à pression atmosphérique dans l’air entre une pointe à la haute tension et un plan à la masse [6].

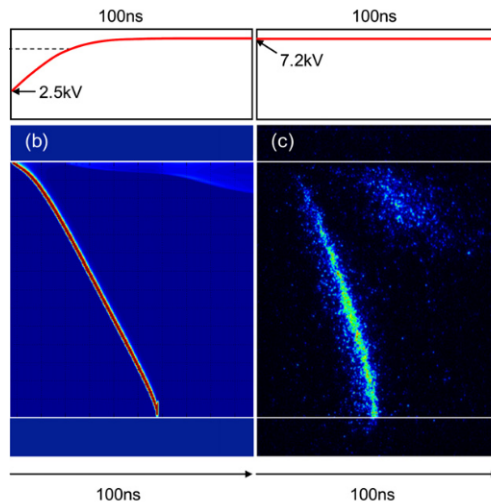


Figure 1.8 – Comparaison entre l’émission lumineuse calculée par le modèle et celle enregistrée par une caméra à balayage. L’émission lumineuse proche de la pointe provient du streamer secondaire [6].

et son équipe tient compte des espèces O_2 , N_2 , O_2^+ , N_2^+ , O_2^- , O^- et de 10 réactions impliquant des électrons. Ainsi, il est possible de connaître la répartition spatiale de chaque espèce en tout temps.

La figure 1.9 illustre l’évolution temporelle des radicaux O et N en identifiant la contribution du streamer secondaire (entre 6 et 7mm) et du streamer positif.

Ainsi, leur modèle a permis de mettre en évidence l’importance de l’onde d’ionisation sur la synthèse d’espèces radicalaires.

→ Pointe-Pointe :

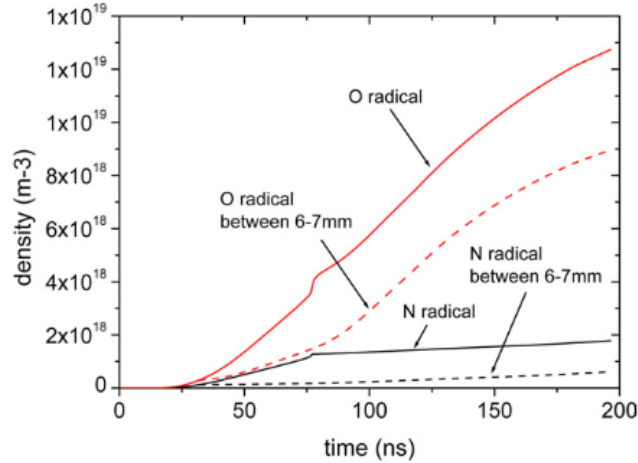


Figure 1.9 – Évolution temporelle de la densité en radical O et en radical N. La majorité des espèces radicalaires ont été générées dans le streamer positif [6].

La géométrie pointe-pointe est également intéressante à étudier. En effet, le champ électrique étant amplifié au niveau de l’anode et de la cathode, cette géométrie permet l’étude du streamer positif, du streamer négatif et de leur interaction.

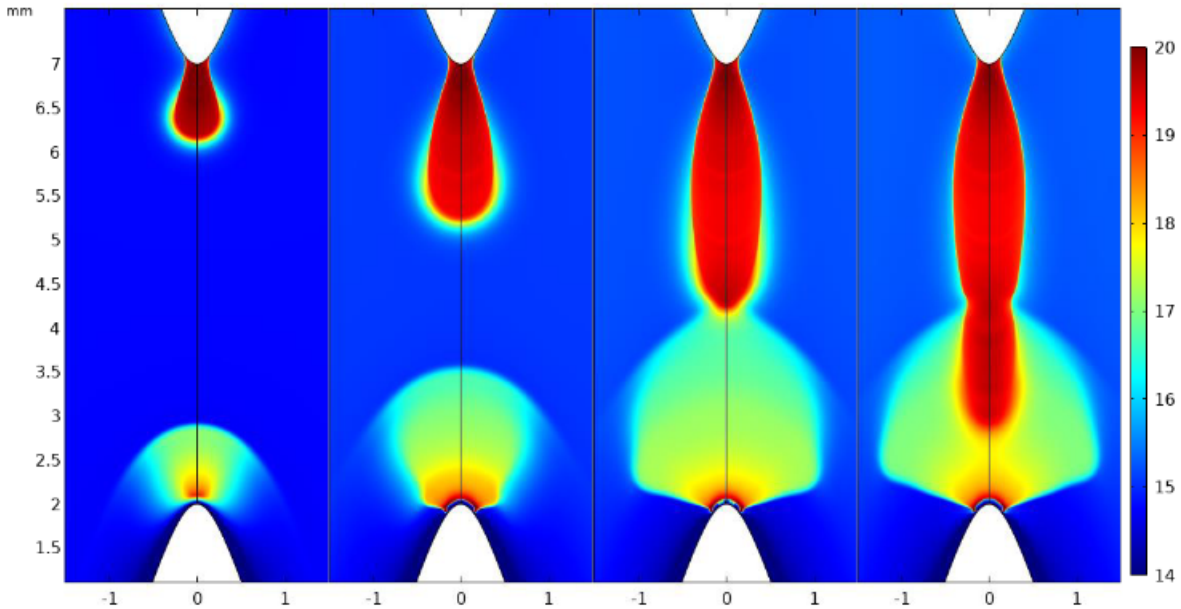


Figure 1.10 – Représentation de la densité électronique en échelle logarithmique aux temps $t = 6.0, 12.9, 18.3, 21.0$ ns [7].

Les résultats de F. Boakye-Mensah [7], à l’aide du logiciel commercial Comsol Multiphysique, permettent de mettre en avant le comportement du streamer négatif et du streamer positif à pression atmosphérique dans l’air.

Dans la figure 1.10, l’anode est en haut et la cathode est en bas. La simulation a été faite en

2D axisymétrique avec un espace inter-électrodes de 5 mm. On remarque une évolution de la densité électronique différente pour les deux streamers. En effet, comme décrite dans la partie précédente, la diffusion des électrons joue un rôle important sur l'évolution du streamer négatif. C'est cette diffusion, couplée au champ électrique induit, qui génère cette asymétrie selon l'axe vertical.

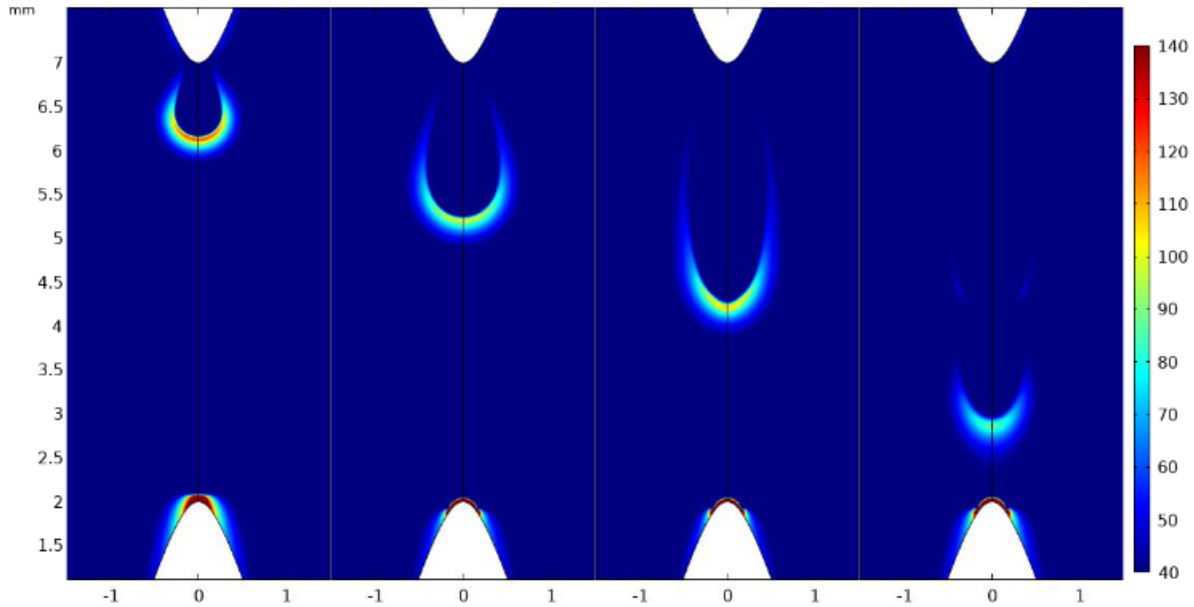


Figure 1.11 – Évolution de la norme du champ électrique entre le temps $t=6.0\text{ns}$ et le temps $t=21\text{ns}$. La valeur du champ électrique est comprise entre 40kV/cm et 140kV/cm [7].

L'étude du champ électrique quant à lui ne permet pas de représenter à la fois la propagation du streamer positif et du streamer négatif. En effet, le streamer négatif possède un champ électrique beaucoup plus faible du fait de sa densité électronique plus faible.

On remarque tout de même qu'après que le streamer négatif et positif se soient rencontrés, la vitesse de ce dernier augmente dû à la présence d'ions dont la mobilité est trop faible pour avoir traversé le gap inter-électrode au temps t . De plus, une gaine est présente au niveau de la cathode.

3.2. Influence d'un diélectrique sur la dynamique d'un streamer

Dans le monde industriel, les décharges streamers sont généralement utilisées dans des configurations mettant en jeu des matériaux diélectriques. Il est donc fondamental de comprendre l'interaction entre la décharge électrique et la surface diélectrique.

3.2.1. Calcul du champ électrique

Lors de l'ajout d'un diélectrique dans le domaine de calcul, la répartition spatiale du champ électrique est modifiée. Afin de résoudre le potentiel en présence d'une interface entre

deux milieux de permittivité électrique différentes, l'équation de Poisson est modifiée comme suivant :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_r \vec{\nabla} V) = - \frac{\rho + \delta_s \sigma_s}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

Avec ϵ_r la permittivité relative, ρ la densité volumique de charge et σ_s la charge surfacique de charge. δ_s est la fonction de Dirac centrée sur la position de l'interface. À cette équation doit être ajoutée la relation de passage suivante :

$$\epsilon_r \vec{\nabla} V \cdot \vec{n} = \sigma_s \quad (3.2)$$

\vec{n} représente la normale à l'interface.

Afin de placer correctement l'interface entre deux milieux de permittivités différentes dans le domaine de calcul, la méthode *Ghost Fluide* est utilisée. Cette méthode est entièrement décrite dans la thèse de A. A. Dubinova [8], on se propose ici de donner les outils permettant de résoudre l'équation 3.1 en coordonnées cylindrique.

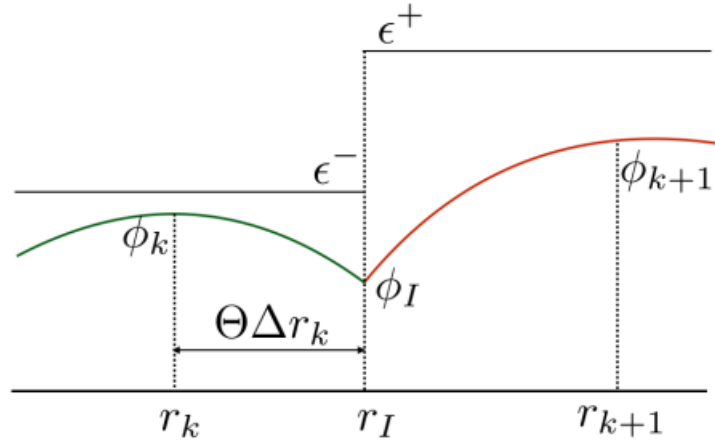


Figure 1.12 – Définition d'un point virtuel au niveau de l'interface entre deux milieux de permittivité relative différentes dont la normale est orientée selon r [8].

Dans un premier temps, considérons une interface entre deux milieux de permittivité relative dont la normale est orientée selon r.

Un point virtuel est introduit au niveau de l'interface. À l'aide de la relation de passage 3.2, on peut alors écrire ϕ_I en fonction de ses premiers voisins et de la densité de charge surfacique :

$$\epsilon^+ \left(\frac{\phi_{k+1} - \phi_I}{(1 - \Theta)\Delta r_k} \right) - \epsilon^- \left(\frac{\phi_I - \phi_k}{\Theta\Delta r_k} \right) = \sigma_I \quad (3.3)$$

On définit la distance entre deux points $\Delta r_k = r_{k+1} - r_k$ et Θ à l'aide de la position de l'interface r_I comme suivant :

$$\Theta = \frac{r_I - r_k}{\Delta r_k} \quad (3.4)$$

À ces équations doivent être ajoutées la discrétisation de l'équation 3.1 en l'absence d'interface et l'expression des dérivées du potentiel électrique de chaque côté de l'interface. Ainsi, en présence d'une interface entre le point k et $k+1$, la discrétisation au point k suit l'équation suivante (voir Annexe A) :

$$\frac{1}{0.5(r_{k+1} - r_{k-1})r_k} \left[\hat{\epsilon} r_{k+1/2} \left(\frac{\phi_{k+1} - \phi_k}{r_{k+1} - r_k} \right) - (\epsilon_r r)_{k-1/2} \left(\frac{\phi_k - \phi_{k-1}}{r_k - r_{k-1}} \right) \right] = f(r_k) + \frac{\hat{\epsilon} \sigma_I (1 - \Theta)}{0.5(r_{k+1} - r_{k-1})\epsilon_r^+}$$

La discrétisation au point $k+1$ est également modifiée :

$$\frac{1}{0.5(r_{k+2} - r_k)r_{k+1}} \left[\hat{\epsilon} r_{k+3/2} \left(\frac{\phi_{k+2} - \phi_{k+1}}{r_{k+2} - r_{k+1}} \right) - (\epsilon_r r)_{k+1/2} \left(\frac{\phi_{k+1} - \phi_k}{r_{k+1} - r_k} \right) \right] = f(r_{k+1}) + \frac{\hat{\epsilon} \sigma_I \Theta}{0.5(r_{k+1} - r_{k-1})\epsilon_r^-}$$

La densité surfacique de charge est due à l'accumulation de charge en surface. Ainsi, la valeur de celle-ci évolue temporellement en fonction du flux de charge en direction de la surface.

3.2.2. Résultats numériques

Plusieurs travaux considèrent la propagation du streamer sur un diélectrique [11][33][34][35][36].

→ Streamer positif et négatif :

Les travaux de Q. Zhang [9] illustrent également la propagation des streamers positifs et négatifs sur la surface d'un diélectrique entre deux plans à l'aide d'un modèle PIC à pression atmosphérique. Le diélectrique simulé est une céramique Al_2O_3 et la tension appliquée est de 17 kV.

Le comportement du streamer positif et du streamer négatif n'est pas le même sur le diélectrique. La répartition du champ électrique est représentée sur la figure 1.13. Nous pouvons remarquer que dans le cas du streamer positif, une gaine est générée due à la très faible densité électronique proche du diélectrique. Ainsi, le streamer se propage à une certaine distance, dépendant de la constante diélectrique du matériaux, du diélectrique.

Dans le cas du streamer négatif, on remarque que le champ électrique est tout aussi intense dans le diélectrique qu'à l'extérieur. En effet, la gaine étant immédiatement neutralisée par le mouvement des électrons, le streamer se propage beaucoup plus proche de la surface que dans le cas précédent.

→ Bulles, particules et gouttes :

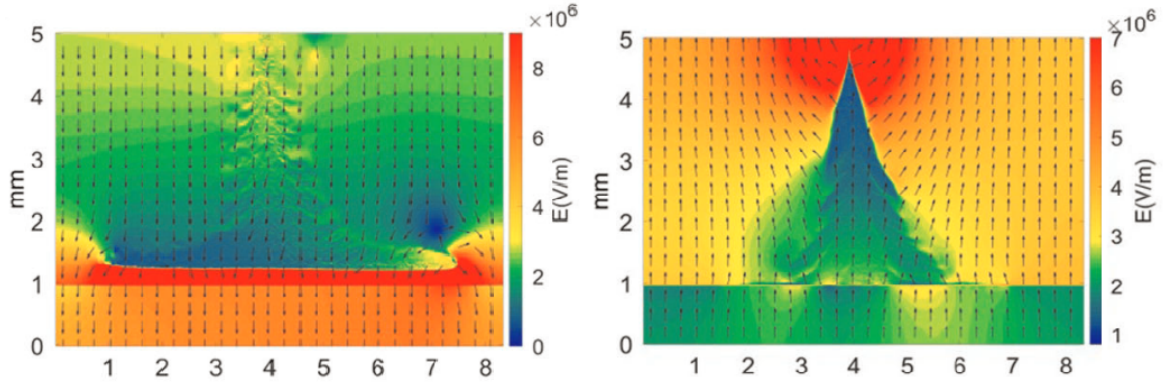


Figure 1.13 – Carte du champ électrique pour le streamer positif à gauche et pour le streamer négatif à droite. Les flèches indiquent la direction du champ électrique [9].

Des propagations sur des géométries plus complexes sont également étudiées. L'étude des décharges dans un liquide met en évidence la présence d'une bulle de cavitation [37] lors de l'initiation du streamer.

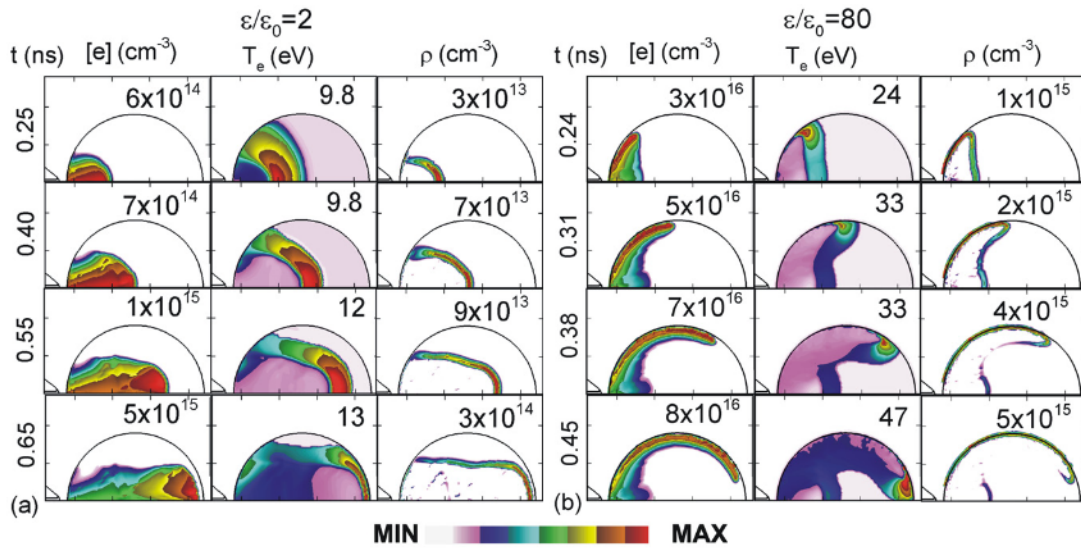


Figure 1.14 – Propagation du streamer positif dans une bulle en fonction de la permittivité du liquide. Si ce rapport est important, le streamer se propage à la surface de la bulle [10].

L'étude de la propagation du streamer dans la bulle est un domaine sur lequel N. Y. Babaeva et M. J. Kushner ont travaillé [10]. Ils ont alors pu mettre en évidence un comportement différent du streamer en fonction du rapport entre la permittivité du gaz dans la bulle et la permittivité du liquide. La géométrie étudiée est pointe-plan, 2D axisymétrique avec la pointe à la haute tension. La taille de la bulle est de $700 \mu m$ et l'espace inter-électrode est de 4 mm. La figure 1.14 montre alors que si le rapport entre la permittivité du gaz dans la bulle, ici l'aire de permittivité relative égale à 1, et la permittivité du liquide est important, le streamer se propage au niveau de l'interface. À l'inverse, si le rapport est faible, le streamer

se propage au centre de la bulle.

Cette observation peut être comprise à l'aide des équations de Maxwell. En effet, lors de la présence d'un diélectrique nous avons présenté plus haut que le champ électrique est modifié. La composante normale à la surface du champ est amplifiée dans le milieu de plus faible permittivité. Cette amplification est donnée par le rapport entre les deux permittivités.

Ainsi, si la norme du champ électrique au niveau de la surface est plus importante que la norme du champ électrique au centre de la bulle, le streamer se propagera de préférence à l'interface.

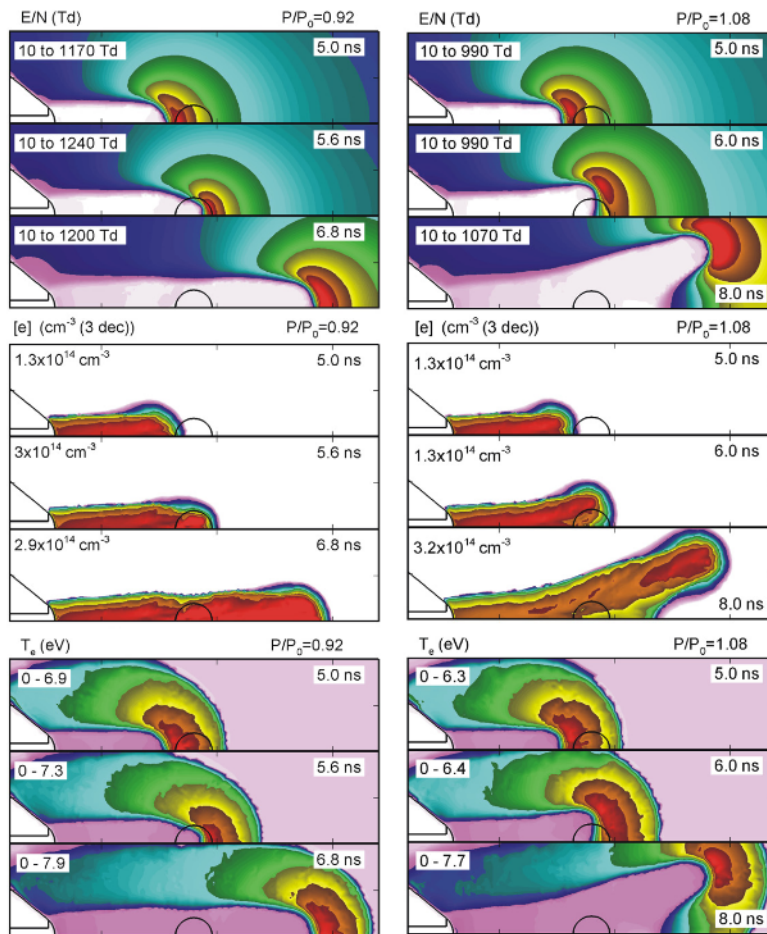


Figure 1.15 – À gauche, propagation du streamer positif au travers d'une particule de densité plus faible que celle de l'air. À droite, la particule est de densité plus élevée que celle de l'air. On remarque qu'en fonction de la densité de la particule, le streamer est soit comprimé ou dévié dans la particule [11].

Cette même équipe a également étudié la propagation du streamer sur une sphère dont la densité relative avec l'air ambiant peut varier [11]. L'influence du nombre de particules a également été étudiée [38]. On se propose ici de présenter les résultats obtenus dans le cas d'une seule particule présente dans l'espace inter-électrodes (voir figure 1.15).

Le mélange considéré est $N_2/O_2/H_2O = 79.5/19.5/1$ à 300 K. La particule est de $80 \mu m$ de rayon et possède la même permittivité que le milieu ambiant. Lorsque la pression au sein de la particule est plus faible que la pression extérieure (soit une densité plus faible), le streamer est "comprimé". Il est ici important de rappeler au lecteur la forte dépendance des coefficients de propagation avec le champ électrique réduit, défini comme le rapport entre le champ électrique et la densité du milieu. Ainsi, lorsque le streamer se propage dans la particule, le champ électrique réduit est plus important. Le coefficient d'ionisation augmentant avec le champ électrique réduit, un plus grand nombre d'électron est alors produit en tête de streamer. La propagation du streamer est alors facilitée et sa vitesse augmente, ce qui donne cette impression de streamer "comprimé".

Dans le cas de la particule de densité supérieure au milieu ambiant, le streamer est dévié de l'axe de symétrie. Si la densité augmente, le coefficient d'ionisation est plus faible dans la particule que dans l'air. Ce manque d'électron entraîne une déviation du streamer pouvant être assimilé à la génération d'arborescence puisque le résultat est obtenu en 2D axisymétrique.

3.2.3. Résultats expérimentaux

La nature de la surface diélectrique peut être de différentes natures. L'interaction plasma/liquide est aujourd'hui un domaine en plein essor du fait du manque de connaissances fondamentales. Ainsi, plusieurs travaux expérimentaux se proposent d'approfondir le sujet.

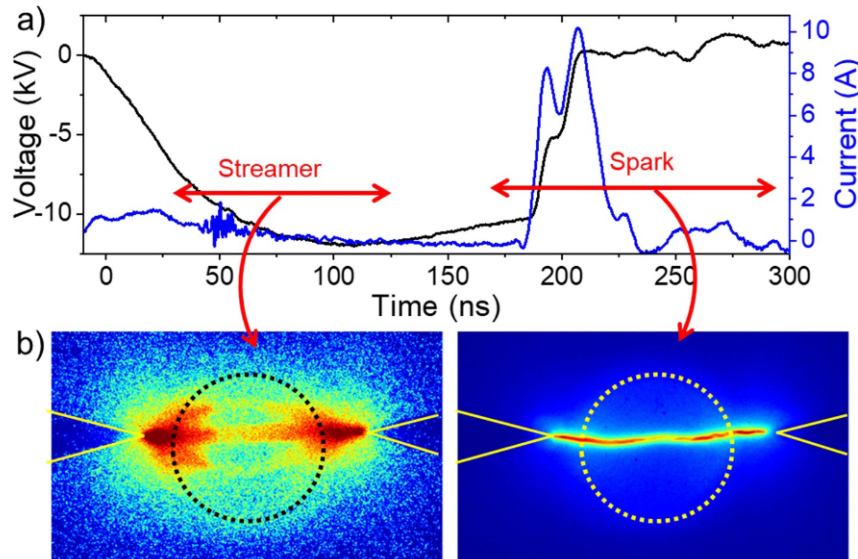


Figure 1.16 – a) Évolution de la tension gaz et du courant collecté. Définition de la signature électrique de la décharge streamer et de la décharge spark. b) Image intégrée de la décharge streamer à gauche (de 25 à 125 ns) et la décharge spark à droite (de 175 à 675 ns). L'anode est à droite, la cathode à gauche et la tension appliquée est de -13 kV [12].

A. Hamdan et A. Dorval présentent la dynamique d'une décharge nanoseconde en présence d'une ou plusieurs gouttelettes d'eau déionisée [12]. La configuration étudiée consiste à placer la gouttelette diélectrique sur une surface en Téflon entre deux électrodes pointes, elles-mêmes posées sur le support.

La décharge est caractérisée grâce à l'émission lumineuse obtenue à l'aide d'une caméra ICCD ultra-rapide permettant d'obtenir des images intégrées durant 2 ns. Cette performance, couplée à l'étude de la signature électrique de la décharge (voir Figure 1.16), permet d'obtenir son évolution spatio-temporelle à la surface de la gouttelette.

Dans leur étude, deux modes de décharge sont observés en fonction de la tension appliquée : décharge streamer et décharge spark. Il est important de noter que la décharge spark est toujours précédée par une décharge streamer.

Le passage d'une décharge streamer à une décharge spark est dû à une valeur de champ électrique réduit, dans le canal conducteur formé, suffisamment importante pour permettre la génération d'électrons par impact électronique. Cet emballement va avoir pour effet d'augmenter significativement le courant collecté. De plus, la filamentation, qu'il était possible d'observer durant la décharge streamer, disparaît pour laisser place à un seul canal conducteur de plus forte intensité lumineuse.

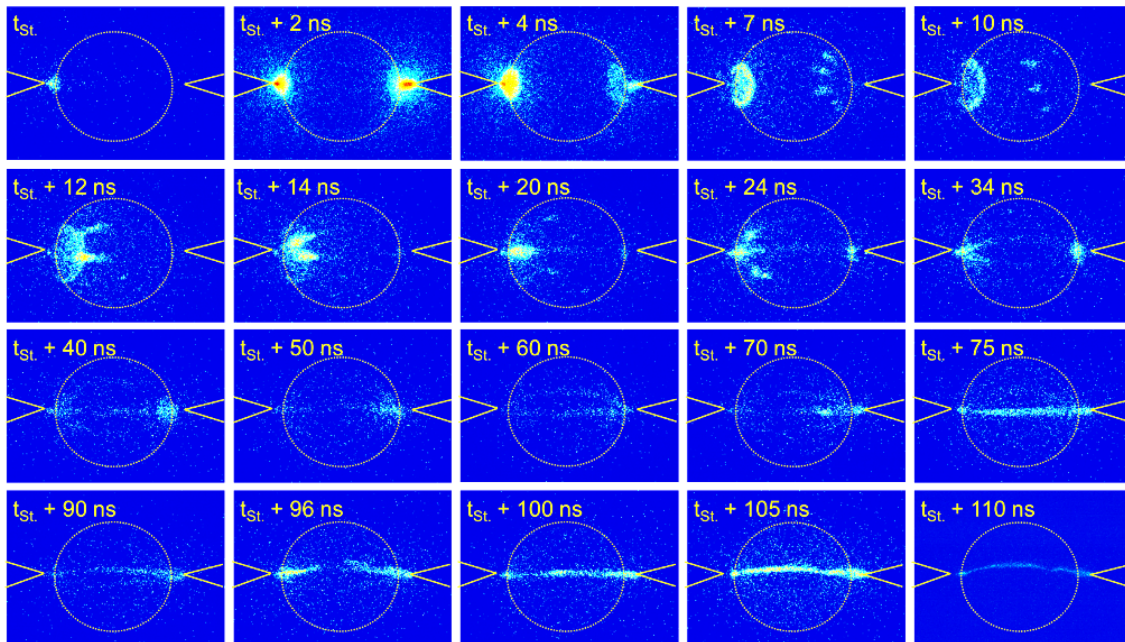


Figure 1.17 – Images, intégrées 2 ns, de l'évolution de la décharge streamer pour une tension appliquée de -13 kV. L'anode est à droite et la cathode à gauche [12].

Plusieurs configurations ont été étudiées dans cet article ce qui a permis de mettre en lumière l'influence de la position de la gouttelette dans le gap sur la dynamique de la décharge. La décharge étant fortement dépendante de la configuration spatiale du champ électrique,

une modification de cette dernière influence fortement la dynamique de la décharge et donc le chemin emprunté par l'onde d'ionisation.

Enfin les images de la dynamique permettent de mettre en avant les différentes phases de la décharge (voir figure 1.17). Dans un premier temps le streamer négatif atteint la surface de la goutte avant le positif. En 2 nanosecondes, les deux streamers ont atteint la surface et démarrent leur propagation à la surface de la goutte. Le streamer positif est plus rapide que le streamer négatif. De plus, si le négatif est caractérisé par un front d'ionisation uniforme, on remarque que le positif est quand à lui filamenté. Ces observations concordent avec les résultats obtenus par A. Herrmann et al [39] qui étudient la propagation d'une décharge à la surface de l'eau.

La connexion entre les deux streamer est faite en 12 ns et une plus grande émission lumineuse est alors enregistrée au point de contact. Plus de 60 ns après le contact entre les deux streamers, la formation d'un unique canal conducteur, de plus en plus lumineux (la dernière image est obtenue en modifiant le gain de la caméra à 10 au lieu de 10000), est observée. C'est ce canal qui servira, par la suite, à la formation de la décharge spark si le champ électrique réduit à l'intérieur de celui ci est suffisamment important.

Nous avons, dans ce premier chapitre, introduit la théorie de la décharge streamer et présenté la morphologie de cette dernière dans l'air à pression atmosphérique. Les outils permettant l'étude numérique d'une telle décharge ont également été explicités et nous ont permis de présenter différents résultats obtenus en présence d'une surface diélectrique. Ce type d'interaction plasma-diélectrique est très largement exploré dans le monde industriel du fait de la grande variété de matériaux diélectriques.

Enfin, nous avons présenté l'influence d'une interface liquide sur la décharge. L'obtention de ces résultats s'inscrit dans une démarche visant à approfondir les connaissances fondamentales sur l'interaction plasma-liquide. Cependant, ces premières observations ne permettent pas de remonter à l'ensemble des paramètres souhaités tel que l'évolution temporelle de la densité électronique, ou encore la répartition spatiale du champ électrique durant tout le long de la décharge. Pour cette raison, plusieurs modèles numériques ont déjà été mis au point et permettent une étude approfondie des phénomènes physiques. Le groupe de physique des plasmas de l'Université de Montréal souhaitant monter en compétence sur la modélisation de décharges streamers et compléter ses nombreux résultats expérimentaux par une approche numérique, le développement d'un modèle numérique a fait l'objet de mon projet de maîtrise. Ce travail permet alors, au sein de la même équipe, d'approfondir la connaissance sur les décharges streamers en interaction avec un liquide expérimentalement et numériquement.

Chapitre 2

Propagation à la surface d'un diélectrique sphérique

Ce chapitre met en avant les résultats obtenus à l'aide du modèle développé durant cette année de stage. Ces résultats ont fait l'objet d'un article en cours de soumission.

Mon projet s'inscrit dans un contexte où une décharge streamer se propageant à la surface d'une goutte d'eau, disposée entre deux électrodes pointes sur un support en Téflon, est caractérisée expérimentalement. Les résultats expérimentaux présentés dans cet article ont été obtenus par Lyes Sebih, thésard dans le groupe de Ahmad Hamdan. Afin de pouvoir compléter cette approche et accéder à des paramètres difficilement mesurable expérimentalement (la carte du champ électrique, la répartition spatio-temporelle de la densité électronique, ...), un modèle numérique est nécessaire.

Le modèle est développé en Python et permet de résoudre, en 2D, l'équation de Poisson en présence d'interfaces diélectriques, les équations de continuité des électrons, des ions positifs et des ions négatifs, et la photoionisation à l'aide de la méthode volumes finis couplée au schéma numérique Scharfetter-Gummel sur un maillage non-uniforme. L'intégration temporelle est quant à elle obtenue à l'aide de la méthode Runge-Kutta d'ordre 2.

La goutte d'eau est considérée comme un diélectrique parfait solide de permittivité égale à 80. En effet, le temps caractéristique de déformation de la goutte d'eau ($\sim 1 \mu\text{m}$) est très long devant le temps caractéristique de la décharge ($\sim 1 \text{ ns}$).

La valeur de la constante diélectrique choisie est en accord avec les temps caractéristiques du circuit. En effet, la constante diélectrique d'un matériau est dépendante du temps typique de variation du champ électrique appliqué. Dans notre cas, le pulser génère un pulse de 500ns avec un temps de montée de 90 ns et un temps de descente de l'ordre de 300 ns. Ainsi, la plus rapide variation de champ est induite par la décharge elle même. La fréquence associée ($\frac{1}{T}$) est de l'ordre du gigahertz. La permittivité de l'eau diminuant si la fréquence du champ appliqué augmente, pour une fréquence de 10 GHz, sa valeur diminue de 80 à 70 [40].

Après avoir validé le modèle à l'aide de résultats expérimentaux, l'influence de la permittivité

de la goutte est discutée et en accord avec les résultats obtenus dans la littérature. Enfin, l'influence de l'angle de mouillage entre le Teflon et la goutte est discutée.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus par Lyes Sebih. Le code a été construit par moi même. L'analyse des résultats a été faite conjointement avec Antoine Herrmann, Flavien Valensi et Ahmad Hamdan. Enfin, Flavien Valensi, Ahmad Hamdan et moi même avons travaillé ensemble à la rédaction et à la révision de l'article.

Streamer propagation in air gap with the presence of a water doplet : modelling and comparison with time-resolved images.

Anthony Ouali¹, Lyes Sebih¹, Antoine Herrmann¹, Flavien Valensi², and Ahmad Hamdan^{1,*}

¹ Groupe de physique des plasmas, Département de Physique, Université de Montréal, 1375 Avenue Thérèse-Lavoie-Roux, Montréal, H2V 0B3, Québec, Canada

² Université de Toulouse, LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie) 118 route de Narbonne F-31062 Toulouse Cedex 9, France

*corresponding author. Email : ahmad.hamdan@umontreal.ca

Keywords : nanosecond discharge, dielectric liquid, streamer, fluid model, temporal resolved imaging.

Abstract

Plasma-water interface is a complex medium, and the majority of the physical and chemical phenomena of interest are produced at the interface. Herein, we develop a 2D fluid model to study the ignition and propagation of streamer discharge in air gap with a droplet of deionized water lying on a Teflon surface. The droplet is considered as a perfect solid dielectric due to the fast propagation of streamer. The model consists of resolving Poisson's equation as well as the drift-diffusion equation for electrons, positive ions, and negative ions. The utilized transport coefficients are tabulated as a function of the reduced electric field. The photoionization is considered in the model thanks to Helmholtz equations. The results of the model are first compared with the experimental one, which is the emission of 1 ns-integrated ICCD images. Such a comparison allows a validation of the model. Then, the model is utilized to investigate the influence of the dielectric permittivity of the droplet as well as its wetting angle (contact angle between the droplet and the Teflon surface) on the properties of the discharge. In general, this simplified model is validated thanks to a comparison with experimental results as well as with other existing complex models. Therefore, it can be further developed to investigate other configurations and to determine some plasma properties at the interface not accessible experimentally.

1. Introduction

Streamer discharge is known to be a medium composed of highly reactive species (electrons, radicals, photons, etc.) coupled to extreme physical condition such as intense electric field (e.g. space charge field of ~ 150 kV/cm [41]), shock waves, and energetic electrons (5-10 eV [42]). Plasmas with such properties have shown interest for many applications, such as environmental remediation [14], material processing [16], medicine [15], and others [43]. It is also worth noting that streamer discharges are encountered in natural plasmas, e.g. lightnings [44].

In the context of applications, streamers are usually placed in contact with a surface that can be solid or liquid. In the case of liquid surface, many phenomena occur at the plasma-liquid interface, including evaporation, surface deformation, droplet ejection, charge accumulation, secondary electron emission, as well as sheath formation [45]. As the majority of the physical and chemical phenomena occur at the plasma-liquid interface, understanding the dynamic and determining the properties of this zone become essential.

During the last decade, many experimental as well as modelling researches have been conducted to investigate the plasma-liquid interface. Some experimental studies addressed the behavior of discharge emission at water surface under different excitation modes, including AC [46], [47], continuous DC [48], [49], [50], and pulsed DC [39], [51]. Depending on the experimental conditions, various emissions patterns are observed, including disc, ring, dots, as well as a mixture of more than one pattern. It has been also demonstrated that emission patterns are highly sensitive to the experimental condition, such as solution conductivity and temperature, voltage polarity and frequency, gas composition, gap distance, etc.

In the recent 2022 plasma roadmap [52], one of the challenges that has been mentioned in the section of the plasma-liquid interaction is optimizing transport of reactive species to the liquid by using systems with large surface-to-volume ratios such as droplets. Therefore, the investigation of plasma-droplet interactions is a corner stone in the understanding of the plasma-liquid interface. Plasma-droplet system has been studied since few decades, mainly in the context of lightning ignition studies [53]. In the context of material synthesis, plasma-(micro-)droplet interactions are studied, and they are known as plasma sprays [54]. Oinuma et al. [55] used a combined experimental and modeling study of a controlled plasma-droplet interaction experiment using a diffuse RF glow discharge in He with 0.2% H₂O to quantitatively study the reactivity transfer of OH from the gas phase plasma to the liquid phase. More recent studies investigated the propagation dynamics of single discharges produced in an air gap containing a millimeter-size suspended water droplet. For instance, Zhao et al. [56] showed that the discharge is initiated in the air gap between the anode and the droplet, then propagates over the droplet. The authors have reported discharge emission up to 30 μ s, while the current flew during only ~ 2 μ s. Our group has recently investigated

the propagation of a nanosecond discharge in air with a water droplet lying at polytetrafluoroethylene (PTFE) surface [12]. The discharge ignites as streamer at the electrodes and reached the droplet within few nanoseconds, where it continues to propagate before transitioning to spark (at high voltage condition). The influence of size, position, and number of the droplets on discharge ignition and propagation has been also addressed.

In this study, we aim to develop a simplified approach to address the ignition and propagation of a discharge in air gap with complex dielectric surfaces. Several models of plasma-surface (it may be a surface of a droplet, particle, or bubble) interactions have been developed in literature to address the physics and chemistry at the interface [57], [38]. For instance, Babaeva and Kushner [57] have demonstrated the impact of inhomogeneities (particles or bubbles) on the propagation and the morphology of positive streamer thanks to a Particle-in-Cell (PIC) model. Particles and bubbles are respectively considered as high- and low-pressure area. Using this pressure-based approach, the reduced electric field (E/N) is strongly modified which influences the rate of electron-induced ionization. The authors reported that the particles (high-pressure area) induced a deflection of the streamer, while the bubbles (low-pressure area) attracted the streamer. In another work [10], the authors investigated the impact of the dielectric permittivity on the propagation of positive streamer in an immersed bubble. They showed that low ratio of dielectric permittivity between liquid and bubble (e.g. 2 vs. 1) the discharge propagates axially inside the bubble, while it propagates along the interface at higher ratio (e.g. 80 vs. 2). More recently, Konina et al. [58] simulated the propagation of a negative and positive surface ionization wave at the surface of water droplet (diameter of $475 \mu m$). The authors found that the positive ionization wave propagated close to the droplet-air interface, while the negative one initially propagates close to the interface but later detaches and propagates away from the interface due to the polarization of the droplet.

Herein, we aim to model the spatial-temporal evolution of a streamer in air gap with water droplet, i.e. a configuration similar to an experimental setup where the emission dynamic is unveiled using 1 ns-integrated ICCD images. To determine fundamental properties of the discharge that cannot be obtained experimentally, we developed a 2D fluid model to resolve the dynamics of electrons, positive ions, and negative ions in air gap with a dielectric droplet that has been considered as a perfect dielectric solid. After describing the experimental setup in Section 2, the numerical model is developed in Section 3 and validated in Section 4.1. The influence of the dielectric permittivity and the wetting angle of the droplet are discussed in Sections 4.2 and 4.3, respectively.

2. Experimental setup

The experimental setup to produce single discharge in air with water droplet is detailed in ref. [12]. Therefore, only a brief description is presented here. The discharge is produced between copper electrodes using single pulses provided by negative polarity power source (NSP 120-20-N-500-TG-H; Eagle Harbor Technologies) at an amplitude of -11 kV and a pulse width of 300 ns. The electrodes are placed on a Teflon surface, as presented in Figure 2.1a. A (half-) droplet of deionized water is deposited at the Teflon surface. The droplet diameter is 4 mm and is centred between the electrodes that has a gap of 5 mm. A typical image of the streamer discharge, integrated over 50 discharges with a commercial camera (Fujifilm-x-s10 model), is presented in Figure 2.1b.

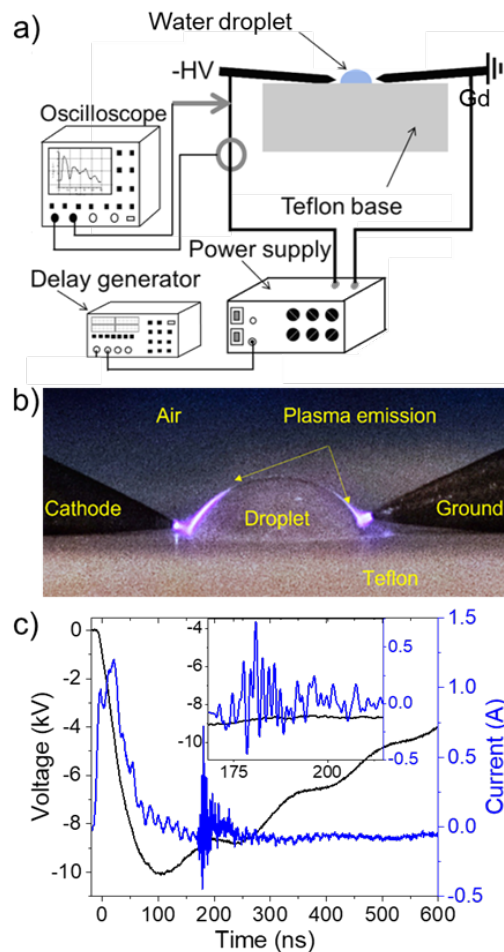


Figure 2.1 – a) Scheme of the experimental setup to produce streamer discharge in air gap with a droplet of deionized water. b) Typical image of a streamer discharge integrated over 50 discharges with a commercial camera. c) Current-voltage waveforms for a typical discharge conducted at -11 kV and 300 ns of voltage amplitude and pulse width, respectively.

The negative high voltage was connected to the electrode at the left-hand side, while the electrode at the right-hand side was grounded (Figure 2.1a). The dynamic of the discharge

emission was determined using an ICCD camera (PIMAX-4 : 1024 EMB, Princeton Instruments) coupled with an optical lens. The camera is mounted in a way to capture a side view of the discharge. The synchronization between the camera and the high voltage pulse was achieved using a delay generator (Quantum Composers Plus 9518 Pulse Generator). A high-voltage probe (P6015A, $\times 1000$; Tektronix) and a current probe (6585, 0.5 V/A; Pearson) were used to measure the voltage and current waveforms of the discharge, respectively. The waveforms were acquired using an oscilloscope (MSO54, 2 GHz, 6.25 GS/s; Tektronix). Current-voltage waveforms for a typical discharge are shown in Figure 2.1c, where a current peak of ~ 1.5 A is measured (further details on the electrical characteristics can be found in ref. [12]).

Streamer discharge captured with the ICCD camera required a post processing of all the images of multiple different discharges to establish a temporal evolution. The time associated with each image is determined using the electrical signature of the streamer discharge and the synchronization signal sent by the delay generator.

The nature of the surface where the droplet is deposited can significantly change the behavior of the droplet due to the contact angle. In the case of Teflon surface and deionized water droplet (electrical conductivity of $\sim 3 \mu S/cm$), the shape is almost a hemisphere. The influence of the shape of the droplet is discussed in Section 4.2, using numerical results.

3. Numerical model

3.1. Fluid model

In this study, a fluid model based on the drift-diffusion approximation is used to determine the mean velocity of the charged particles, namely electrons, positive ions, and negative ions. To close the system of equations, we assume that the transport and reaction coefficients only depend on the reduced electric field (E/N), with E the norm of the electric field, determined using Poisson's equation, and N the density of the gas. The system of hydrodynamic equations can be written as follows :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \mu_i \vec{E} - D_i \vec{\nabla} n_i) = G_i \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{\nabla} \phi) = -\rho = -e(n_p - n_e - n_n) - \sigma_s \delta_s \quad (3.2)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (3.3)$$

where n_i is the density (m^{-3}) of the i -species (i represents the electron (e), positive ion (p) or negative ion (n)), μ_i ($m^2.V^{-1}.s^{-1}$) and D_i ($m^2.s^{-1}$) are respectively the mobility and the diffusion coefficients of the i -species, G_i ($m^{-3}.s^{-1}$) is the source term of the i -species, ϵ_0 is the vacuum dielectric permittivity constant, ϵ_r is the dielectric constant of the medium, ϕ

(V) is the electrical potential, e (C) is the elementary charge, σ_s ($C.m^{-2}$) is the charge of the dielectric surface, δ_s (m^{-1}) is the Kronecker delta and represents the position of the dielectric surface, and \vec{E} ($V.m^{-1}$) is the vector electric field.

The flux of the i -species is defined as follow :

$$\vec{\Gamma}_i = n_i \mu_i \vec{E} - D_i \vec{\nabla} n_i \quad (3.4)$$

As we aim to develop a simplified model, it does not consider all the different chemical reactions that can occur in atmospheric pressure air plasma. Instead, global coefficients are used : α (m^{-1}) represents the ionization, η (m^{-1}) represents the attachment, β_{ep} ($m^3.s^{-1}$) represents the electron-ion recombination, and β_{pn} ($m^3.s^{-1}$) represents the recombination between positive and negative ions. The expression of all those parameters can be found in [59]. The source terms for electrons, positive ions, and negative ions can be respectively written as follow :

$$G_e = S_e - \eta n_e \mu_e |\vec{E}| - \beta_{ep} n_p n_e + S_{ph} \quad (3.5)$$

$$G_p = S_e - \beta_{ep} n_p n_e - \beta_{pn} n_p n_n + S_{ph} \quad (3.6)$$

$$G_n = \eta n_e \mu_e |\vec{E}| - \beta_{pn} n_p n_n \quad (3.7)$$

where S_{ph} is photoionization source term (developed in Section 3.2), and S_e is the electron impact ionization source term that can be expressed as $S_e = \alpha n_e \mu_e |\vec{E}|$; it represents electrons generated by the collision between energetic electrons and heavy particles. This expression needs special attention, as it can lead to non-physical ionization particularly in the region where n_e is large and $\mu_e |\vec{E}|$ is small, e.g. the region right behind the head of the positive streamer. If considered, those non-realistic electrons can then diffuse to the head of the streamer and generate electronic avalanches. To be considered correctly, Teunissen [60] suggested to replace the norm of the drift flux $|\vec{\Gamma}^{drift}| = n_e \mu_e |\vec{E}|$ by the minimum between the norm of the drift flux and the norm of the flux $|\vec{\Gamma}|$, i.e. Eq.3.4. The source terms are rewritten as follow :

$$G_e = (\alpha - \eta) \min\{|\vec{\Gamma}^{drift}|, |\vec{\Gamma}|\} - \beta_{ep} n_p n_e + S_{ph} \quad (3.8)$$

$$G_p = \alpha \min\{|\vec{\Gamma}^{drift}|, |\vec{\Gamma}|\} - \beta_{ep} n_p n_e - \beta_{pn} n_p n_n + S_{ph} \quad (3.9)$$

$$G_n = \eta \min\{|\vec{\Gamma}^{drift}|, |\vec{\Gamma}|\} - \beta_{pn} n_p n_n \quad (3.10)$$

3.2. Photoionization

The mechanism of photoionization is well known in discharges, and it becomes important when energetic photons (e.g. UV) are emitted in the medium. In the case of discharges in dry air, i.e. N_2O_2 gas mixture, excited N_2 molecules can emit UV photons (~ 12 eV)

that can photoionize O_2 molecules (ionization energy of ~ 12 eV) [18]. To consider this phenomenon, different models were used. A first model assumes a uniform background source term. Although this model performed well in simplified configurations, it becomes invalid in a relatively complex configuration [19], such the one studied here. Therefore, a second more complete model was introduced by Zhelezniak et al. [61] and is well described by Celestin [25]. This model consists of computing S_{ph} at a position \vec{r} thanks to the following integral :

$$S_{ph}(\vec{r}) = \iiint \frac{I(\vec{r}')g(|\vec{r} - \vec{r}'|)}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}dV' \quad (3.11)$$

where $I(\vec{r}')$ is the production rate of photons that generate an electron at the position \vec{r}' . This function is proportional to the density of radiative excited species or, on first approximation, proportional to the ionization source term. The function $g(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ depends on the partial pressure of the photoionized species (here is that of oxygen (p_{O_2})) and $|\vec{r} - \vec{r}'|$; $p_{O_2} \sim 150$ Torr at atmospheric pressure. The integral (Eq. 3.11) needs to be computed at every \vec{r} of the domain for every time step, which makes its computational cost very high. To reduce this cost, a third model was introduced by Luque et al. [62], and it consists to approximate the function $g(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ as a sum of multiple exponential functions. The photoionization source term is then written as a sum where each coefficient satisfies a Helmholtz equation :

$$\nabla^2 S_{ph}^k(\vec{r}) - (\lambda_k p_{O_2})^2 S_{ph}^k(\vec{r}) = -A_k p_{O_2}^2 I(\vec{r}) \quad (3.12)$$

where λ_k and A_k are fit parameters.

Tableau 2.1 – The fit parameters utilized to compute the photoionization source term

k	λ [$cm^{-1}.Torr^{-2}$]	A [$cm^{-2}.Torr^{-2}$]
1	0.0553	1.986×10^{-4}
2	0.1460	0.0051
3	0.89	0.4886

In our study, we use the three-exponential fit, so we must solve three Helmholtz equations. The computational cost is still less than the integral model because of the possibility to use the same solver for the Poisson's equation (Eq. 3.2).

3.3. Poisson's equation

The starting point of the streamer model is the resolution of Poisson's equation. The electric field is a key element in a streamer model because all transport parameters and source terms have a strong non-linear dependence on it. Therefore, a good accuracy on the electric field is needed at each time step. In the following section, we introduce the Ghost Fluid Method (GFM) applied to Poisson's equation to calculate accurately the potential and

the electric field.

In the presence of an interface separating two dielectric media with dielectric permittivity of ϵ_1 and ϵ_2 , the normal component of the electric field is discontinuous, and it can be calculated using the following equation :

$$(\epsilon_2 \vec{E}_2 - \epsilon_1 \vec{E}_1) \cdot \vec{n}_{12} = \sigma_s \quad (3.13)$$

where \vec{n}_{12} is the unit vector normal to the interface and σ_s is the surface charge of the interface. The role of the GFM is to modify the discretization of Eq. 2 to consider this discontinuity at the exact position of the interface. This method is described in detail by Dubinova et al. [8]. The new discretization keeps the sparse property of the matrix representative of the linear system, and the computational cost is not modified.

At the surface of the electrodes and the surface of water droplet different phenomena can occur. The first one is secondary emission due to ion bombardment. A coefficient, γ , is introduced and generally fixed to 0.1 to consider electrons generated at the surface of electrodes. At the surface of water, secondary emission is known to be small. However, photo-electron emission takes an important role. Therefore, a generalized $\gamma=0.1$ is considered [63].

The surface charge density is calculated using the flux of every charged particle who comes from the gas to the dielectric interface. The temporal evolution of the surface charge density can be represented as follows :

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} = -e[(1 + \gamma)\vec{\Gamma}_p - \vec{\Gamma}_n - \vec{\Gamma}_e] \cdot \vec{n} \quad (3.14)$$

with \vec{n} the unit vector perpendicular to the dielectric surface and pointing to the gas. Eq. 3.14 is true only when the scalar product of $\vec{\Gamma}$ by \vec{n} is negative.

To solve the system, we use a direct solver based on the LU factorisation [64]. The LU factorisation permit to rewrite a matrix A as the product of two matrices L and U. L is block lower triangular and U is block upper triangular. Python offers a large panel of fundamental algorithms for scientific computing such as SciPy [65]. This module, written in C, Fortran, and C++, provides optimized algorithms to solve linear system. In addition to accelerate the solving time, the decomposition of A into L and U matrices is an interesting property because LU factorisation remains the same when A is unchanged. In our case, this property can be fully exploited because the matrix does not depend on time but only on the spatial structure of the system. Thereby, the matrix factorized at the beginning of the code is exploited at each time step thanks to SciPy functions.

3.4. Flux computation

Once the electric field is computed, all the source terms can be calculated. The final part is to discretize spatially and temporally the continuity equation for each species. We use in

this study the Finite Volume Method (FVM) which permits, by construction, to conserve the computed quantity. Another widely used method is the finite-element method (FEM). The advantage of this latter is its capacity to capture nonuniform geometries. However, this method is not conservative. Therefore, to consider the physics of the problem (e.g. conservation of electron density in the domain), we choose to solve the problem with FVM.

3.4.1. Spatial discretization

The FVM consists of integration the conservation equation over a control volume, i.e. a cell. Using the divergence theorem, the volume integral is converted to a surface integral on cell's surfaces. This method needs to be coupled to a numerical scheme. Three categories are usually used : Upwind [66], flux limiter [27], and Scharfetter-Gummel [26]. Upwind scheme is first order and may introduce numerical diffusion. The two last methods are second order and usually lead to similar results [25]. In this study, we choose to use Scharfetter-Gummel scheme, because it provides exact solution between two points of the mesh of the 1D steady drift-diffusion equation. This scheme assumes a constant electric field in each cell. A more accurate version assumes a linear variation of the electric field between cells but adds a parameter that must be adjusted to introduce no oscillation [67]. To keep it as simplified as possible, the first stable version of the Scharfetter-Gummel was used.

To discretize Eq. 3.2, using the numerical method presented above, a mesh is needed. Because of the geometry, the different length scales present in a streamer propagation, and the presence of different dielectrics medias, the steps must be very short ($0.8 \mu m$). If a uniform grid is used, the computational cost is too high (one calculation may take more than 1 week). To optimize the calculation time, adaptative mesh refinement methods may be used to resolve similar problems [30], [29], [5]. However, to be efficient, those methods need to be coupled with parallelization strategies. In our case, because Python is not as efficient as C for parallelization, a non-uniform grid is utilized in the calculation. With such a grid, it is feasible to increase the number of points in critical areas, such as dielectric surface, high electric field region, and cathode sheath, and to reduce the number of points in region of less interest (far from the streamer path).

3.4.2. Temporal discretization

In accordance with the second order spatial discretization, we used an explicit second order Runge-Kutta method. Streamer discharge employs processes that occur at different timescales, and it is important that every process must correctly be captured by the code. Limits on the time step are thus introduced. First, the time step must be shorter than the typical characteristic time of diffusion and advection, defined as [67] :

$$dt = \min \left\{ \frac{0.6dx}{\max\{\mu_e|\vec{E}|\}}, \frac{0.6dx^2}{D_e} \right\} \quad (3.15)$$

Poisson's equation also introduces a limit on the time step. When an electric field is applied, charges move to screen it. This movement takes some time and must be correctly modeled particularly when Poisson's equation and conservation equations are not coupled, which is the case here. This time scale that needs to be considered is well known as dielectric relaxation time.

In practice, this time scale can be very short (10 times shorter than the advection time scale). To avoid a computational time too long by using this time restriction, we used the method developed by Teunissen et al. [60]. It consists of limiting the total electron flux along a j-axis, defined by :

$$|\Gamma_j| \leq \frac{\epsilon_0}{e\Delta t} \max \left\{ |E_j|, \frac{D_e|\partial_j n_e|}{\mu_e n_e} \right\} \quad (3.16)$$

If equation 3.16 is not satisfied, the new flux along the j-axis is then considered as :

$$\Gamma_j = \text{sign}(\Gamma_j) \frac{\epsilon_0}{e\Delta t} \max \left\{ |E_j|, \frac{D_e|\partial_j n_e|}{\mu_e n_e} \right\} \quad (3.17)$$

where $\text{sign}(\Gamma_j)$ is defined as :

$$\text{sign}(\Gamma_j) = \begin{cases} 1 & \text{if } \Gamma_j > 0 \\ -1 & \text{if } \Gamma_j \leq 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

3.5. Numerical domain

The numerical domain is presented in Figure 2.2. The droplet is represented by a hemisphere. The center of the circle can be adjusted to approach the real shape of the droplet. In our case the droplet has a contact length with Teflon, d_{cl} , of 4 mm, and the height, d_h , is 1.2 mm. The shape of the electrodes plays an important role in the spatial distribution of the electric field (the geometric electric field), particularly in the absence of discharge. Although this geometric electric field defines the value of the breakdown voltage and the initial shape of the streamer, its influence becomes insignificant as soon as the space charge density becomes high enough to deform the geometric electric field. Therefore, to simplify the simulation, we choose not to consider a pin electrode (as in the experimental) but rather a rod with quarter circle head, as shown in Figure 2.2. The thickness of both electrodes is represented by d_e and fixed to 0.3 mm. The gap, d_g , is set to 5 mm.

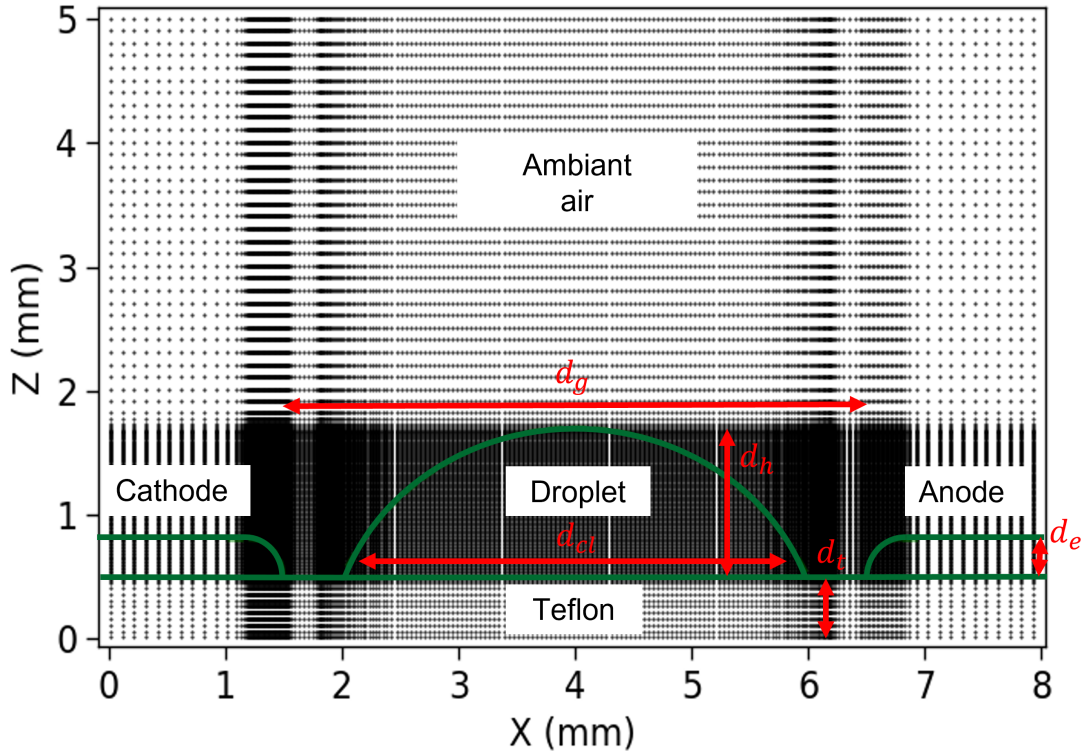


Figure 2.2 – Numerical domain where the simulation is conducted. The grid is composed of 1550×1030 points. The green lines indicate the electrodes, the Teflon surface, and the droplet surface.

The numerical domain is discretized on a grid of 1550×1030 . Along the X-axis :

- $\Delta x = 1 \mu\text{m}$ at the electrode surface and the dielectric surface
- $\Delta x = 10 \mu\text{m}$ in the gap between the electrode and the water droplet

Along the Z-axis :

- $\Delta z = 10 \mu\text{m}$ in Teflon
- $\Delta z = 2 \mu\text{m}$ at the Teflon's surface
- $\Delta z = 1 \mu\text{m}$ at the top of the droplet
- $\Delta z = 20 \mu\text{m}$ at the end of the domain

3.6. Initial conditions and boundary conditions

To initialize the discharge, we added two gaussian distributions of electrons and ions with amplitude 10^{18} m^{-3} close to the electrode heads; the entire air domain is filled with a uniform electrons and ions with density of 10^8 m^{-3} . These values are used to accelerate the

beginning of the simulation without impacting the results. Negative ions are set to zeros in all the domain.

In presence of a dielectric surface together with electrons, positive ions, and negative ions, the flux of each species must satisfy the following conditions :

$$\begin{cases} \vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n} = \text{sign}(\vec{E} \cdot \vec{n}) \mu_e n_e \vec{E} - (1 - \text{sign}(\vec{E} \cdot \vec{n})) \gamma \vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n} \\ \vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n} = (1 - \text{sign}(\vec{E} \cdot \vec{n})) \mu_p n_p \vec{E} \\ \vec{\Gamma}_n \cdot \vec{n} = \text{sign}(\vec{E} \cdot \vec{n}) \mu_n n_n \vec{E} \end{cases} \quad (3.19)$$

with \vec{n} the unit vector perpendicular to the dielectric surface and pointing to the gas.

For the electrodes' surface, Table 2.2 summarizes the boundary conditions.

Tableau 2.2 – Boundary conditions at the electrode surfaces.

	Anode	Cathode
n_e	$\vec{\nabla} n_e \cdot \vec{n}^* = 0$	$\vec{\Gamma}_e \cdot \vec{n} = -(1 - \alpha_s) \gamma \vec{\Gamma}_p \cdot \vec{n}$
n_p	0	$\vec{\nabla} n_p \cdot \vec{n} = 0$
n_n	$\vec{\nabla} n_n \cdot \vec{n} = 0$	0

* \vec{n} is the unit vector perpendicular to the electrode surface and pointing to the gas.

4. Results and discussion

During a streamer discharge, electrons and ions are accelerated by the electric field and gain kinetic energy. Therefore, a complex chemistry can be achieved in this kind of plasma. Collisions between electrons and neutral species can produce ionization, excitation, and deexcitation. Therefore, photons at different wavelengths are emitted in the discharge.

Experimentally, the spatial-temporal evolution of the emitted photons that have wavelengths between 200 nm and 800 nm in the gap is obtained by the ICCD camera. This emission is compared to the source term Se computed by the model; such comparison is utilized to validate the model [68]. The numerical model allows a more detailed characterisation of the streamer discharge by reporting data not accessible experimentally, such as spatial and temporal evolution of the electric field, electron density, and space charge density.

4.1. Model validation

4.1.1. Light emission and numerical results

Here, the aim is to validate the model by comparing the 1 ns-integrated images with the model outputs. Among the many outputs of the model, the evolution of source term Se can be compared to the ICCD images [68]. Indeed, this source term represents the number of electrons generated thanks to collision between energetic electrons and the particles in the

medium. Considering that these electrons have enough energy to ionize, they have enough energy to excite molecules and atoms in the gas.

As detailed in Section 3.5, the experiment is conducted with a gap of 5 mm and voltage magnitude of 11 kV. The shape of the water droplet ($\epsilon_r = 80$) is a truncated circle of radius adjusted to consider a contact-length of 4 mm with the Teflon ($\epsilon_r = 2.1$). The droplet's height d_h (c.f Figure 2.2) is 1.2 mm.

Figure 2.3 compares the spatial-temporal evolution of S_e , predicted by the model, and the light emission captured by the ICCD camera. It is worth noting here that the camera integration time was 1 ns, and the model results are instantaneous. In general, the streamer dynamic predicted by the model is in good agreements with the experimental dynamics. Indeed, after an ignition of two streamers at the anode and cathode, they rapidly propagate at the Teflon surface and reach the droplet. Then, negative and positive streamers simultaneously propagate at the droplet-air interface with different velocities. The streamers meet each other at the droplet top after ~ 10 ns, and this is in great agreement with the experimental ICCD images. At this stage, it is fair to assume that the numerical model is validated and, therefore, it can be further exploited to address some parameters not accessible experimentally.

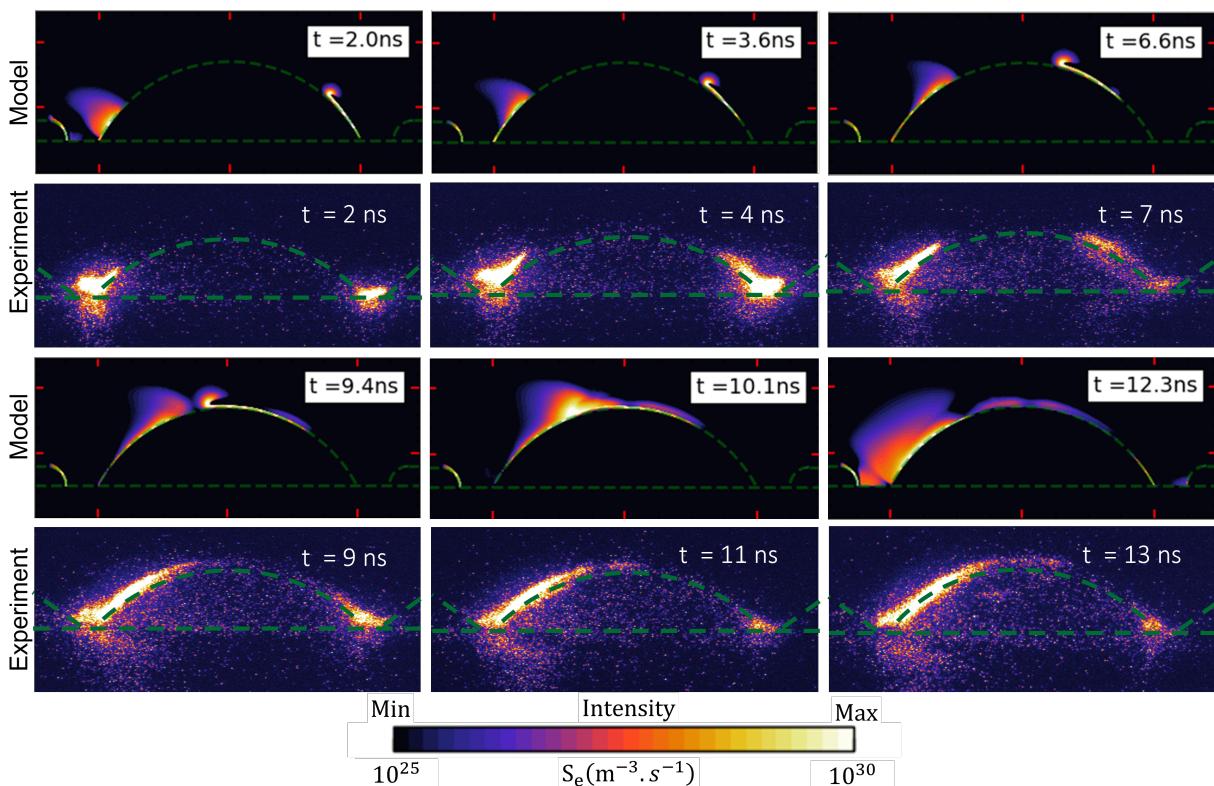


Figure 2.3 – Comparison between the time-evolution of S_e predicted by the model and the time-evolution of the emission (1 ns-integrated images) of the discharge in air gap with a droplet of deionized water. The cathode is on the left, the anode is on the right, and the applied voltage is 11kV.

4.1.2. Streamers morphology

Streamer dynamic is strongly dependent on the spatial distribution of the electric field. The presence of the droplet and the Teflon surface strongly modifies the electric field distribution in the gap due to their dielectric permittivity constants. Therefore, it is crucial to report the temporal evolution of the electric field, as well as other quantities, such as electron density and space charge density.

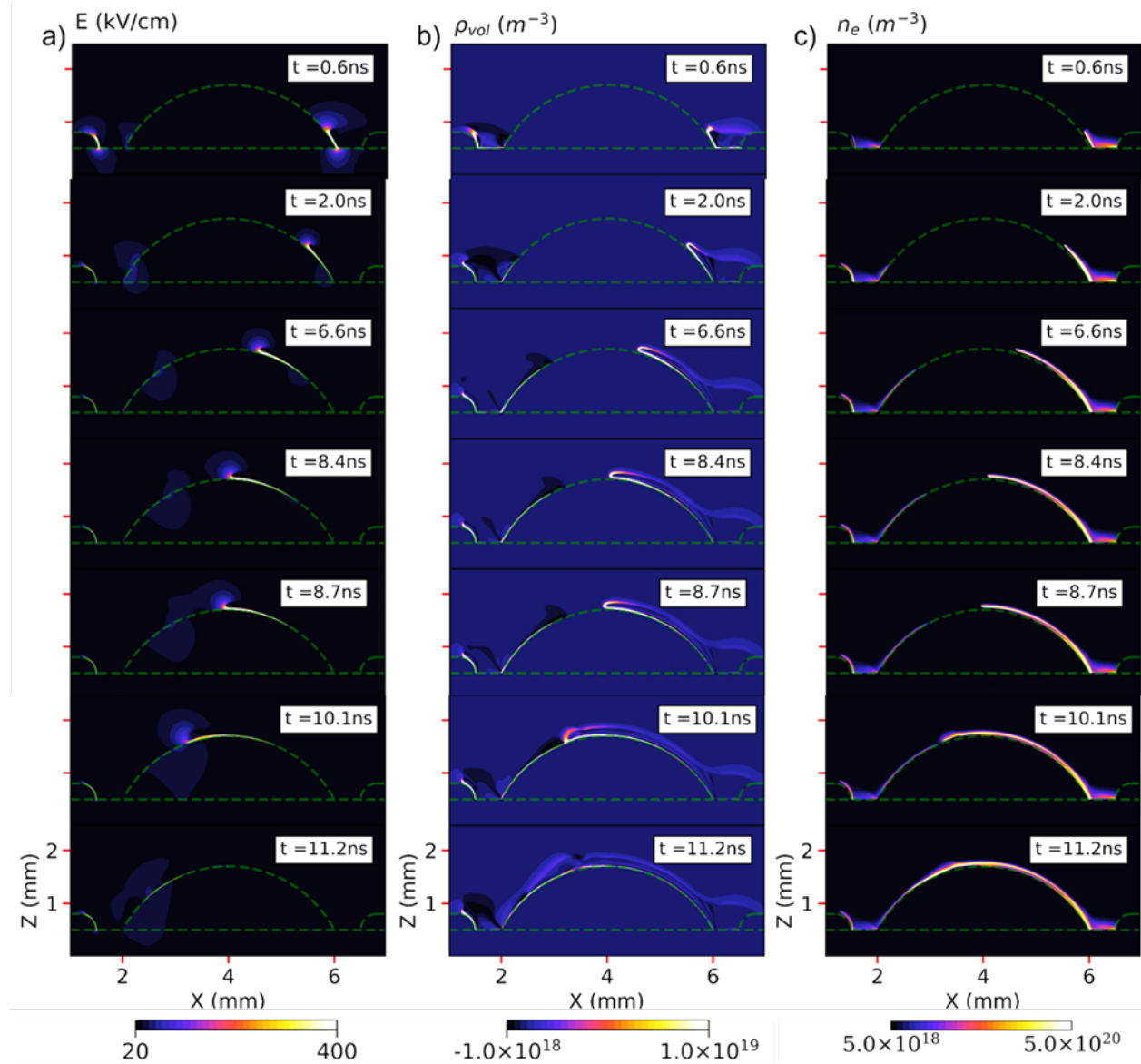


Figure 2.4 – Temporal evolution of a) the electric field, b) the space charge density, and c) the electron density of a discharge propagating in air gap with a droplet of deionized water.

When the voltage is applied, the negative streamer starts its propagation due to the initial spot of electrons near the cathode. For the positive streamer, its propagation is delayed

by a period needed to generate enough space charge to deform the applied electric field. However, in less than 0.6 ns (Figure 2.4a), both streamers reach the surface of the droplet. Between the surface of the droplet and the positive streamer, a sheath is formed due to the low mobility of positive ions as compared to that of electrons. Initially, positive ions are accelerated to the surface, whereas negative ions and electrons are accelerated towards the anode. Due to the strong non-neutrality, as illustrated in Figure 2.4b, an electric field is generated, and a sheath is formed. At this moment, the electric field at the head of the negative streamer is ~ 50 kV/cm. As for the positive streamer, the electric field is ~ 900 and 250 kV/cm in the sheath and at the streamer's head, respectively. As expected, the electric field at the head of negative streamer is lower than that of positive streamer. This property is due to the space distribution of charged particle in each streamer (Figure 2.4b). Indeed, in positive streamer, positive ions can be supposed motionless, while in negative streamer, electrons diffuse rapidly resulting in a larger streamer head and, thus, a lower electric field; this property has been also reported by Zhang et al. [9].

The second phase of the dynamic is the propagation of both streamers on the droplet surface until their contact at $t = 10.1$ ns. The negative streamer, easily identifiable thanks to the distribution of space charge density presented in Figure 2.4b, propagates glued to the dielectric surface. In fact, the sheath, formed by the presence of electrons on the dielectric surface, is immediately neutralized thanks to the high electron mobility. The electric field at the head of the negative streamer remains around 50 kV/cm during all its propagation period. In the case of positive streamer, the sheath dynamic is strongly correlated with the low ion mobility. When the number of positive ions becomes sufficient to repel positive species and attract electrons, the medium is slowly neutralised (Figure 4b), and the sheath slides with the positive streamer on the droplet, as presented in Figure 4a. The electric field in the head of the positive streamer slowly decreases during its propagation on the droplet surface to reach approximately 180 kV/cm just before the contact between both streamers. The maximum of electric field in the sheath of the positive streamer also decreases to 740 kV/cm at $t = 10.1$ ns.

After the contact between the positive and negative streamers, a conductive channel is formed at ~ 11 ns, as presented in Figures 2.4b and 2.4c. Figure 2.4c shows the distribution of n_e at different periods. At $t = 0.6$ ns, electron density in the head of positive streamer is $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ and is less than that in the head of the negative streamer by one order of magnitude. At $t = 11$ ns, the highest n_e in the conductive channel is around 10^{21} m^{-3} .

The positive and negative streamers connect each other at the droplet in a point shifted towards the cathode. This fact is due to their different propagation velocities (detailed in next section). Finally, as the conductive channel is formed, the electric field is reduced significantly due to charge neutralization, but it remains larger than the breakdown electric field in air (30 kV/cm). This property can lead to the formation of a spark discharge thanks to

high ionization rate [69].

Interestingly, we notice a bump in the conductive channel, as shown in Figure 2.4c (at 10.1 and 11.2 ns). In fact, this bump is formed at 9.8 ns and can be explained by the electric field distribution. Indeed, initially, the electric field enhancement is produced at the surface of the droplet near the Teflon surface (275 kV/cm). However, the electric field on the top of the droplet is lower than that in the gap (~ 1.1 vs ~ 80 kV/cm). During the propagation of both streamers, the spatial distribution of the electric field is strongly modified, and the area of low electric field is shifted with time. At $t = 10$ ns, electric field in this area is ~ 38 kV/cm, while it is ~ 50 kV/cm at the head of the negative streamer. Therefore, due to a lower ionization rate in this area, it is bypassed by both streamers producing thus a bump (or a bridge-like channel).

The numerical results also put forward the formation of a cathode sheath, as illustrated in Figure 2.4a (at 0.6 ns), where an electric field of ~ 700 kV/cm is measured. As time goes on, its thickness decreases significantly, while covering the head of the cathode. At $t = 10$ ns, the magnitude of the electric field decreases to ~ 500 kV/cm. After the creation of the conductive channel, the value of the electric field in the cathode sheath increases. This is due to the non-consideration of the variation of the voltage seen by the gas. Experimentally, when streamers propagate, a current is measured and a drop in the gas voltage is observed [12]. To correctly simulate this phase, a retroaction of the current on the applied voltage is needed.

4.1.3. Propagation velocity of the streamers

To determine the position of the positive streamer, a map of S_e is saved every 2000 iterations. The coordinates X and Z of the maximum of S_e are saved, and the temporal evolution is fitted with a polynomial function. Then, the speed is determined using the derivative of this function. For the negative streamer, the maximum of S_e is also utilized. However, just before the contact between both streamers, spatial distribution of S_e is utilized to determine the position of the negative streamer's head.

Figure 2.5 shows the temporal evolution of streamers velocities, and it can be decomposed in four regions (I-IV). In region (I), positive and negative streamers propagate on the Teflon surface and reach the droplet surface. The negative streamer reaches the droplet first, which is consistent with the experimental results. In fact, negative streamer needs a lower electric field to propagate due to the high mobility of electrons. However, positive streamer, during its propagation, is faster than the negative one (~ 0.7 vs 0.2 mm/ns) due to the high electric field. When the positive streamer reaches the droplet, its velocity decreases significantly (to ~ 0.2 mm/ns). This decrease can be related to the spatial redistribution of the electric field limited by the mobility of positive ions.

In region (II), both streamers have reached the droplet and propagate on its surface mainly

along the Z axis. Both streamers propagate at the same velocity (~ 0.2 mm/ns). In region (III) at $t > 3.5$ ns, both streamers have crossed the first quarter of the droplet and the velocity of the positive streamer increases from ~ 0.2 to 0.3 mm/ns. This increase is due to the electrons generated at the front of negative streamer and producing electron avalanche at the head of the positive streamer. For the negative streamer, its speed remains around 0.1 - 0.2 mm/ns.

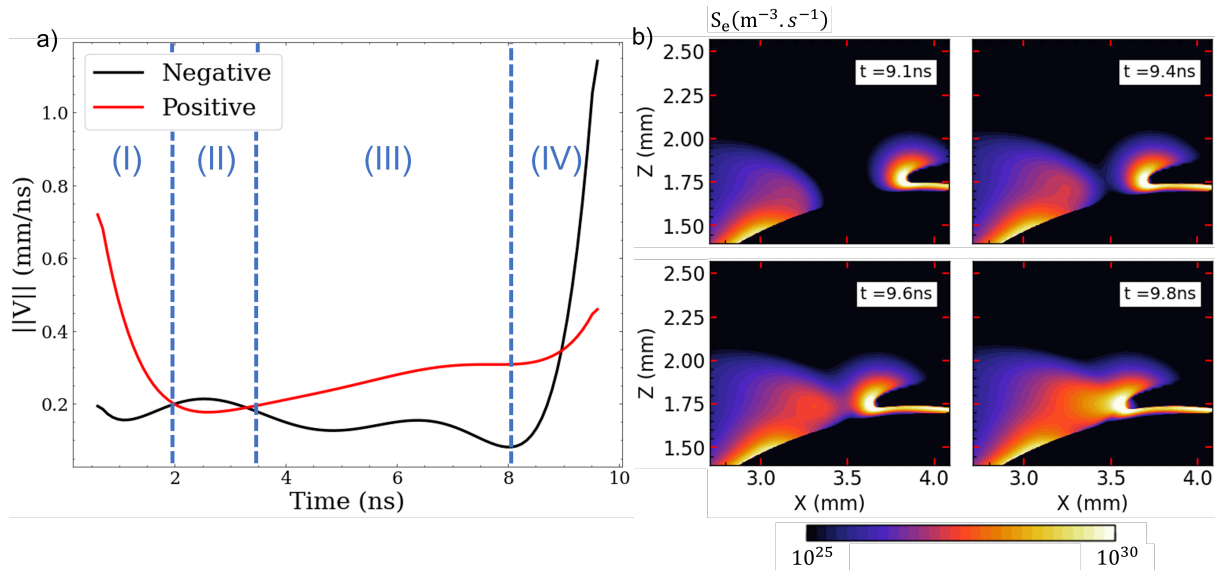


Figure 2.5 – a) Time-evolution of the propagation velocities of positive and negative streamers propagating in the air gap with a droplet of deionized water. b) Time-evolution of S_e in the period of region IV in a) that corresponds to the contact between the negative (at left) and positive (at right) streamers.

Just before the contact between both streamers (region IV), the velocity of the negative streamer increases significantly from ~ 0.1 to 1.1 mm/ns. The period when the heads of positive and negative streamers approach each other is shown in Figure 5. It is interestingly to notice that the negative streamer is attracted by the positive one and peeled from the droplet surface. This behavior is due to the difference of mobility between heavy species and electrons and, thus, to local electric field distribution.

4.2. Influence of dielectric permittivity

The dielectric permittivity of the droplet is an important parameter that can significantly influence the ignition and propagation of the discharge due to the modification of the distribution of the electric field. To clearly highlight this influence, we conducted calculation for droplets that have different dielectric permittivity, namely 8, 24, 41, and 80.

Figure 2.6 shows the temporal evolution of n_e when the discharge propagates on the droplet's surface. The selected images demonstrate that the dielectric permittivity influences

the propagation speed of positive and negative streamers as well as the electron density in the conductive channel. The propagation paths of the streamers will be discussed later, but it is of interest to highlight here that the behavior of the contact point between positive and negative streamers also depends on the permittivity of the droplet. In fact, the increase of ϵ_r displaces the contact point to the left, i.e. it approaches the cathode. This finding can be related to the propagation velocity of the streamers.

On the other hand, the development of the conductive channel depends on ϵ_r . For instance, it is developed within 12.3 ns at $\epsilon_r = 80$, while at $\epsilon_r = 8$ it is developed at 21.2 ns. Also, the simulation clearly shows that the highest electron density in the conductive channel is obtained with high- ϵ_r condition. For instance, at $\epsilon_r = 80$ and 8, we measure 9×10^{20} and $2.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, respectively.

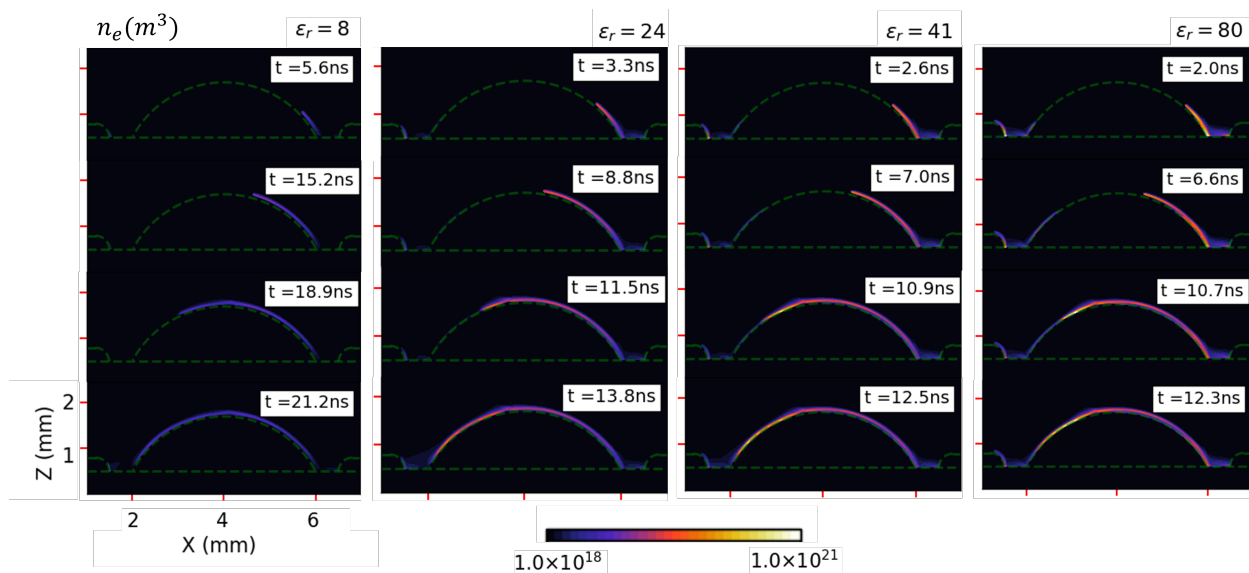


Figure 2.6 – Time evolution of electron density for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different dielectric permittivity.

Figure 2.7 represents the positions (X and Z) of both negative and positive streamers that propagate in the gap with a droplet at different dielectric permittivity. These profiles clearly show different regions during propagation. In the case of negative streamer, the propagation along Z exhibits two trends, one slow and one fast. The growth rate depends on the permittivity of the droplet and is higher at high ϵ_r ; this is true in both slow and fast regions. The transition time from slow to fast also depends on ϵ_r . For instance, it occurs at ~ 15 ns in the case of $\epsilon_r = 8$, while it occurs at ~ 8.5 ns in the case of $\epsilon_r = 80$. The same trend is observed for the time evolution of X . The major difference that can be highlighted is that the growth along X is faster than that along Z . The positive streamer exhibits an opposite behavior than that of the negative one. Indeed, the slightly fast region is observed initially, during the first few nanoseconds. Here also, the fastest propagation is observed in

the case of the high ϵ_r . A decrease region along the Z axis is highlighted for the positive streamer, and it is due to the cross of the middle of the droplet by the positive streamer. These propagation profiles can be well explained by the magnitude and distribution of the electric field. Indeed, the electric field is highly sensitive to the ratio between the dielectric permittivity of the droplet and of the medium. When this ratio increases, electric field in the air increases and leads to a faster propagation on the dielectric due to higher ionisation rate.

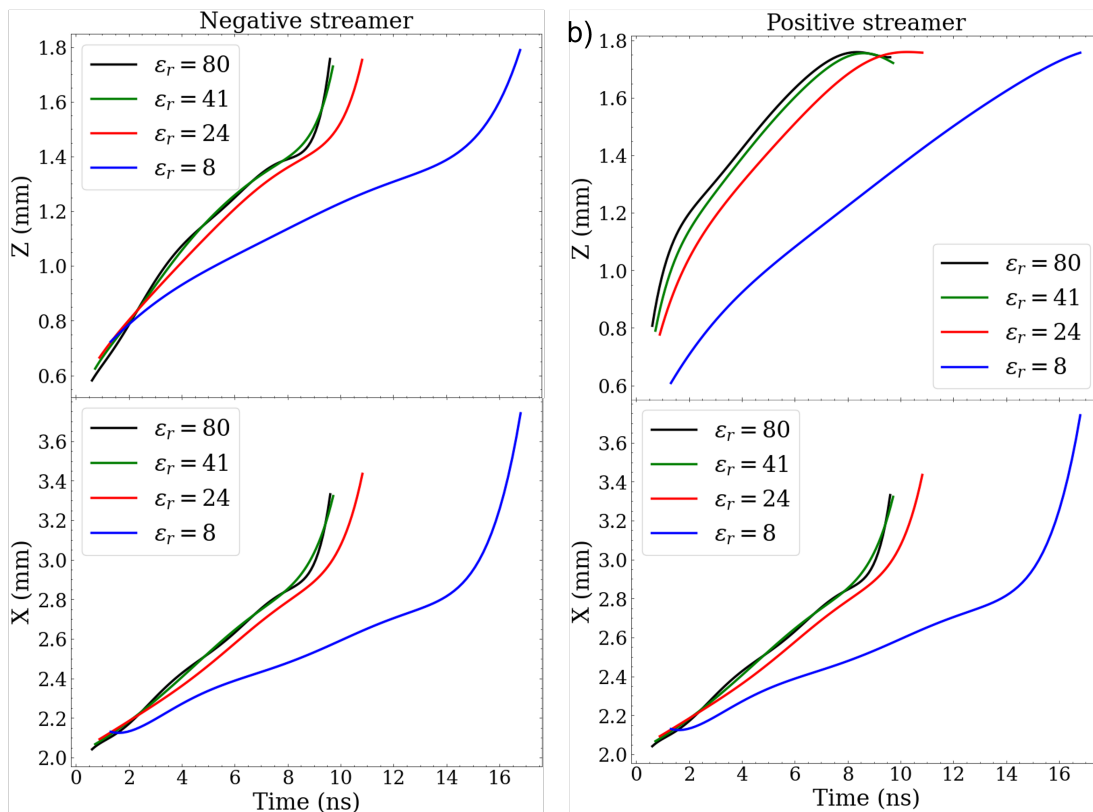


Figure 2.7 – Time evolution of the positions, X and Z, of a) the negative and b) positive streamers' head propagating in air gap with a droplet that has different dielectric permittivity, namely 8, 24, 41, and 80.

It can be easily concluded that the dielectric property of the droplet has a strong influence on the behavior of positive and negative streamers in the gap. Indeed, streamer dynamic is strongly coupled to electric field distribution. Therefore, a modification of its spatial distribution, due to normal electric field component enhancement at the surface of the droplet, can lead to a variation of streamers' velocities and electron density in the conductive channel.

4.3. Effect of the wetting angle

In this section, the droplet shape is modified to consider different wetting angle (θ) between Teflon and a droplet with a dielectric permittivity of 80. The influence of θ on discharge

ignition and propagation is of interest as it can be encountered in several experimental configurations, such as water droplets at high voltage lines. θ is defined as the angle formed by the Teflon's surface and the droplet's surface, as presented in Figure 2.8. Three typical cases are considered in the study : 90° , 112° (hydrophilic behavior), and 22° (hydrophobic behavior).

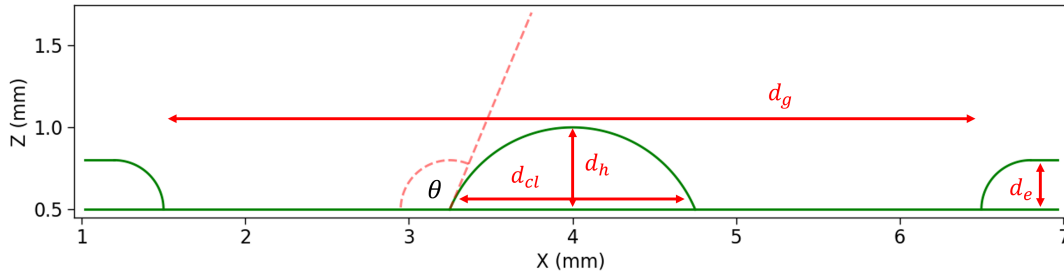


Figure 2.8 – Scheme of the configuration to model the influence of the wetting angle between the droplet and Teflon. The parameters are fixed to $d_e = 0.3$ mm, $d_g = 5$ mm, $d_{cl} = 1.5$ mm, and d_h can change with θ ; three values are considered : 22° , 90° , and 112° .

Figure 2.9 shows the temporal evolution of the electron density for each case of θ . The propagation of both positive and negative streamers is influenced by θ . In the case of $\theta=90^\circ$ (Figure 2.9a), a plasma channel connects the anode to the droplet and a propagation along the droplet's surface is also visible (at 10.4 ns). At 12.8 ns, the propagation of the positive streamer on the droplet's surface continues, in addition to the presence of plasma channel between the cathode and the droplet. At 14.3 ns, both negative and positive streamers continue to propagate at the droplet's surface and, at 15.5ns, a connection between the two streamers is occurred. In the last image (at 15.5 ns), the bump due to the connection of the two streamers is clearly visible and is localized almost at the top of the droplet. In the case of $\theta=112^\circ$ (Figure 2.9b), the propagation steps are rather similar to the previous one with few differences, mainly the lower electron density in the channel propagation above Teflon and the displacement of the bump towards the anode (it remains on the droplet's surface) due to a larger delay before the ignition of the positive streamer propagation (time needed to produce enough space charge to deform the electric field). Compared to the previous case, the bumps produced in this case ($\theta=112^\circ$) appears larger. In the case of $\theta=22^\circ$ (Figure 2.9c), the plasma channel connects the anode to the droplet equator, and propagation in two directions are observed : towards Teflon and towards droplet's top. Similar propagation is observed from the cathode side. This propagation seems to be delayed by few nanoseconds as compared to the positive one (Figure 2.9c at 3.7 ns), however this behavior is due to the low electron density in the plasma channel. The electric field, presented in Figure 2.10c at 3.7 ns, demonstrates the presence of the negative streamer on the dielectric surface at the same time than the positive one. The last image at 9.7 ns shows the connection between the two streamers and the formation of the bump which is shifted towards the cathode.

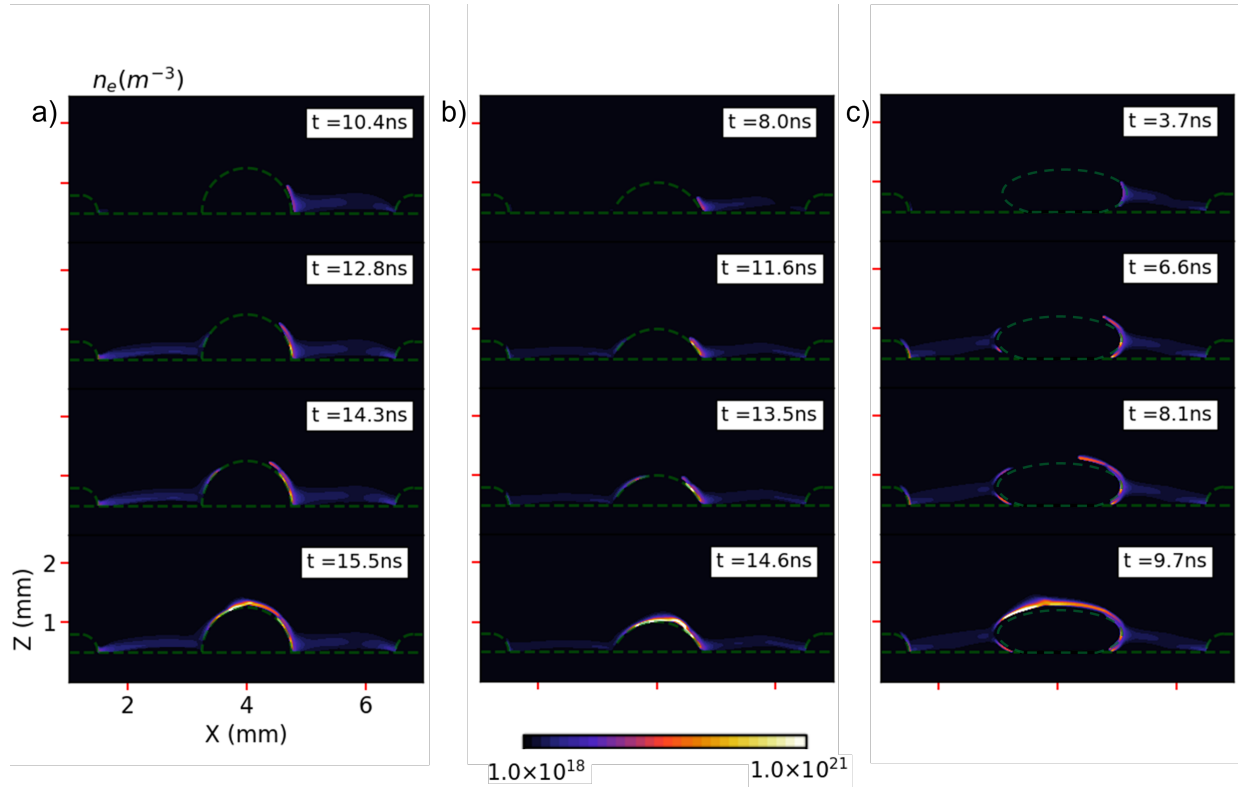


Figure 2.9 – Time evolution of electron density for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different contact angle with Teflon, namely a) 90° , b) 112° , and c) 22° .

The streamer propagation paths described earlier for the different θ -conditions can be well explained by the electric field. The temporal evolution of the electric field distribution is shown in Figure 2.10 for each case of θ . In the case of $\theta=90^\circ$ and 112° , the electric field is amplified in the area near the intersection of air-Teflon-droplet. Therefore, both streamers touch the droplet near the Teflon surface, as shown in Figures 2.10a and 2.10b. In the two previous cases, the global dynamic of both streamers is similar. However, the droplet in the case of $\theta=90^\circ$ exhibits a height relatively larger than the case of $\theta=112^\circ$, which makes the major movement along the Z axis and, thus, the contact point between positive and negative streamers is established later. In the case of $\theta=22^\circ$, the shape of the droplet induced an electric field amplification on the droplet's equator, where the curvature radius is small. Positive and negative streamers are attracted by this area of high electric field.

The modification of θ strongly modifies the shape of the droplet and, thus, the electric field distribution. Therefore, the dynamics of both positive and negative streamers is impacted. It is also interesting to note that discharge properties (electron density, velocities, path) are sensitive to the shape of the dielectric surface. This last point is of interest and deserves further investigation.

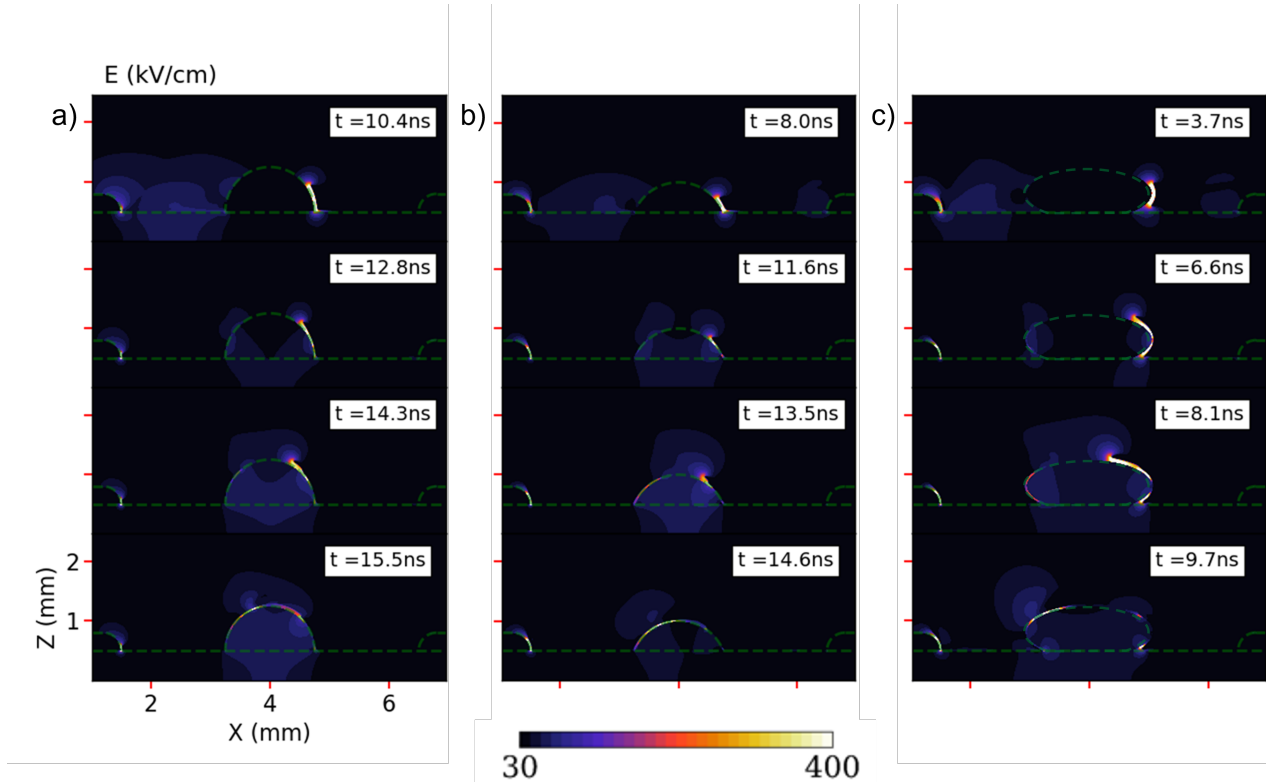


Figure 2.10 – Time evolution of electric field for streamer discharges propagating in air gap with a droplet that has different contact angle with Teflon, namely a) 90° , b) 112° , and c) 22° .

5. Conclusion

In this paper, we developed a 2D numerical model to study the spatial-temporal evolution of a streamer discharge in air, between two pins where a droplet of deionized water is lying on Teflon surface. Streamers propagated relatively quickly (around 10 nanoseconds), which allowed us to consider the water droplet as perfect dielectric with a permittivity of 80. The model consisted of resolving Poisson’s equation together with the drift-diffusion equation for electrons, positive ions, and negative ions. Photoionization was also considered in the model thanks to Helmholtz equations. The model results, particularly the electron impact source ionization (S_e), was compared with discharge emission captured by 1 ns-exposure ICCD camera. Such a comparison allowed a validation of the model. In general, the discharge is ignited at both electrodes and positive and negative streamers propagated towards the droplet. The positive streamer starts its propagation after the negative streamer due to the time needed to generate enough space charge to deform the applied electric field. Then, they propagated at the droplet surface with velocities that depend on their location on the droplet as well as on the distance separating their heads. The model allowed us to address the contact point of the two streamers with high resolution, spatially and temporally. Indeed,

when the streamers approached each other, the distribution of the electric field is strongly modified/enhanced locally, leading to an acceleration and peeling of the negative streamer from the droplet's surface; a bump is thus observed. On the other hand, the influence of the dielectric permittivity and wetting angle of the droplet on the discharge were investigated. We found that these two parameters strongly influenced the electric field distribution and, therefore, the propagation paths and the properties of both positive and negative streamers. For instance, the increase of the dielectric permittivity has led to an increase of the propagation velocity and of the electron density in the conductive channel. The findings reported here are of interest for many applications that employ the processing of various droplet with different geometries.

6. Acknowledgement

The research reported in this publication was financially supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), under award number RGPIN-2023-03951.

7. Author declarations

7.1. Conflict of interest

The authors have no conflicts to disclose.

Data available

The data that supports the findings of this study are available within the article [and its supplementary material].

Annexe A

Ghost Fluid Method (GFM)

This appendix details how the spherical surface of the dielectric droplet and the electrode shape have been considered into the discretization of Poisson's equation, based on the work of Dubinova et al. [8].

In cartesian coordinates, without dielectric interfaces and in two dimensions, Eq. 3.2 becomes :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_r \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\epsilon_r \frac{\partial \phi}{\partial z}) = -\frac{\rho(x,z)}{\epsilon_0} \quad (0.1)$$

with $\rho(x,z) = e(n_i(x,z) - n_e(x,z) - n_n(x,z))$.

A classical second order discretization of Eq. 0.1 with $\phi_{ij} = \phi(x_j, z_i)$ is as follow :

$$a_0 \phi_{i,j} + a_1 \phi_{i+1,j} + a_2 \phi_{i-1,j} + a_3 \phi_{i,j+1} + a_4 \phi_{i,j-1} = -\frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_0} \quad (0.2)$$

with

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = \frac{\epsilon_{i,j} \epsilon_{i+1,j}}{(z_{i+1/2} - z_{i-1/2})(\epsilon_{i,j}(z_{i+1} - z_{i+1/2}) + \epsilon_{i+1,j}(z_{i+1/2} - z_i))} \\ a_2 = \frac{\epsilon_{i,j} \epsilon_{i-1,j}}{(z_{i+1/2} - z_{i-1/2})(\epsilon_{i-1,j}(z_i - z_{i-1/2}) + \epsilon_{i,j}(z_{i-1/2} - z_{i-1}))} \\ a_3 = \frac{\epsilon_{i,j} \epsilon_{i,j+1}}{(x_{j+1/2} - x_{j-1/2})(\epsilon_{i,j}(x_{j+1} - x_{j+1/2}) + \epsilon_{i,j+1}(x_{j+1/2} - x_j))} \\ a_4 = \frac{\epsilon_{i,j} \epsilon_{i,j-1}}{(x_{j+1/2} - x_{j-1/2})(\epsilon_{i,j-1}(x_j - x_{j-1/2}) + \epsilon_{i,j}(x_{j-1/2} - x_j))} \\ a_0 = -(a_1 + a_2 + a_3 + a_4) \end{array} \right. \quad (0.3)$$

1. Electrodes surfaces

To correctly resolve the electric field in the domain, the shape of the electrodes must be considered.

An electrode shape is represented in Figure A.1. Physically, $\phi_{i,j}$ must see the electrode potential at the electrode surface and not at $\phi_{i,j-1}$ and $\phi_{i-1,j}$. The goal of the GFM is to correct the values of those points by a ghost point ϕ_g to fix the good value of the potential at the exact position of the interface.

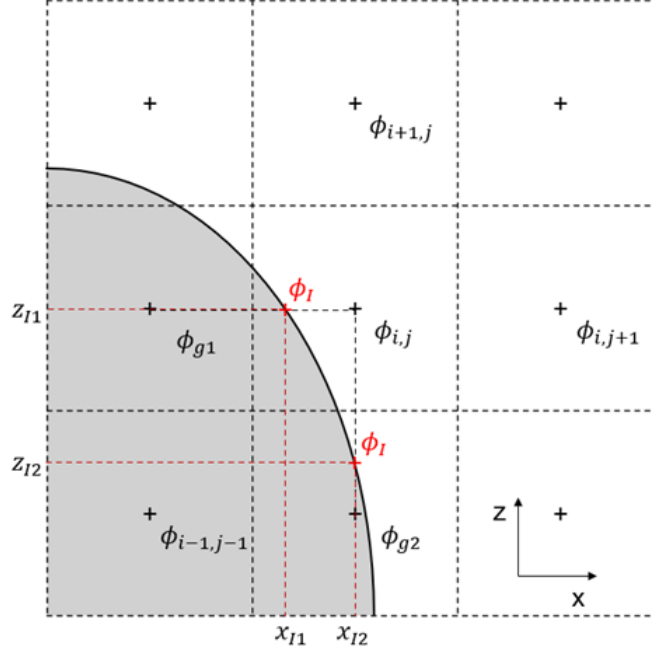


Figure A.1 – Electrode borders in a cartesian mesh. Cells are represented by dash lines and cross evaluation points. The potential value, ϕ_I , is fixed at the electrode surface using ϕ_{g1} and ϕ_{g2} .

A zero-flux condition is imposed at the electrode interface :

$$\begin{aligned} \frac{\phi_{g1} - \phi_I}{x_{j-1} - x_{I1}} &= \frac{\phi_I - \phi_{i,j}}{x_{I1} - x_j} \\ \frac{\phi_{i,j} - \phi_I}{z_i - z_{I2}} &= \frac{\phi_I - \phi_{g2}}{z_{I2} - z_{i-1}} \end{aligned} \quad (1.1)$$

With Eq 1.1, ϕ_g can be expressed as a function of $\phi_{i,j}$ and the position of the interface.

$$\begin{aligned} \phi_{g1} &= \frac{x_{j-1} - x_{I1}}{x_{I1} - x_j} (\phi_I - \phi_{i,j}) + \phi_I \\ \phi_{g2} &= \frac{z_{i-1} - z_{I2}}{z_i - x_{I2}} (\phi_{i,j} - \phi_I) + \phi_I \end{aligned} \quad (1.2)$$

The expression of ϕ_{g1} and ϕ_{g2} is then introduced in Eq. 0.2 instead of $\phi_{i,j-1}$ and $\phi_{i-1,j}$ respectively. This method can be generalized at 3 dimensions and with any configuration.

2. Dielectric surface

In presence of a dielectric interface, the previous discretization (Eq. 0.2) is modified. The electric field must satisfy Eq. 3.13. When an interface is present, between the point (x_j, z_i) and the point (x_{j+1}, z_i) , at the position (x_J, z_i) with the normal vector oriented along x axis, Eq. 3.13 can be rewritten as follows :

$$\epsilon_{i,j+1} \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_J}{(1-\theta)\Delta x_{i,j}} - \epsilon_{i,j} \frac{\phi_J - \phi_{i,j}}{\theta\Delta x_{i,j}} = -\sigma_s \quad (2.1)$$

With ϕ_J the value of the electrical potential at the interface, ϵ^\pm the dielectric constant on each side of the dielectric surface, $\Delta x_{i,j} = x_{i,j+1} - x_{i,j}$ and $\theta = \frac{x_J - x_{i,j}}{\Delta x_{i,j}}$.

From Eq. 2.1, we can express ϕ_J as a fonction of σ_s as follow :

$$\phi_J = \frac{\epsilon_{i,j+1}\theta\phi_{i,j+1} + \epsilon_{i,j}(1-\theta)\phi_{i,j} + \theta(1-\theta)\Delta x_{i,j}\sigma_s}{\epsilon_{i,j+1}\theta + \epsilon_{i,j}(1-\theta)} \quad (2.2)$$

Combining Eq. 2.2 and Eq. 2.1, the left and right derivatives are expressed as follow :

$$\begin{aligned} \epsilon_{i,j} \frac{\phi_J - \phi_{i,j}}{\theta\Delta x_{i,j}} &= \hat{\epsilon} \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}}{\Delta x_{i,j}} + \hat{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\epsilon_{i,j+1}}(1-\theta) \\ \epsilon_{i,j+1} \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_J}{(1-\theta)\Delta x_{i,j}} &= \hat{\epsilon} \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}}{\Delta x_{i,j}} - \hat{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\epsilon_{i,j}}\theta \end{aligned} \quad (2.3)$$

where :

$$\hat{\epsilon} = \frac{\epsilon_{i,j+1}\epsilon_{i,j}}{\epsilon_{i,j+1}\theta + \epsilon_{i,j}(1-\theta)} \quad (2.4)$$

Eq. 2.3 is obtained for an interface between two points along the x axis. The same type of equation can be obtained along the z axis :

$$\begin{aligned} \epsilon_{i,j} \frac{\phi_J - \phi_{i,j}}{\theta\Delta z_{i,j}} &= \hat{\epsilon} \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta z_{i,j}} + \hat{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\epsilon_{i+1,j}}(1-\theta) \\ \epsilon_{i+1,j} \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_J}{(1-\theta)\Delta z_{i,j}} &= \hat{\epsilon} \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta z_{i,j}} - \hat{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\epsilon_{i,j}}\theta \end{aligned} \quad (2.5)$$

With equations Eq. 2.3 and Eq. 2.5, the global discretization, Eq. 0.2, can be rewritten :

$$a_0\phi_{i,j} + a_1\phi_{i+1,j} + a_2\phi_{i-1,j} + a_3\phi_{i,j+1} + a_4\phi_{i,j-1} = -\frac{\rho_{i,j} + S_{corr}}{\epsilon_0} \quad (2.6)$$

With :

$$\left\{ \begin{array}{l}
a_1 = \frac{\epsilon_{i,j}\epsilon_{i+1,j}}{(z_{i+1/2} - z_{i-1/2})(\epsilon_{i,j}(z_{i+1} - z_I^+) + \epsilon_{i+1,j}(z_I^+ - z_i))} \\
a_2 = \frac{\epsilon_{i,j}\epsilon_{i-1,j}}{(z_{i+1/2} - z_{i-1/2})(\epsilon_{i-1,j}(z_i - z_I^-) + \epsilon_{i,j}(z_I^- - z_{i-1}))} \\
a_3 = \frac{\epsilon_{i,j}\epsilon_{i,j+1}}{(x_{j+1/2} - x_{j-1/2})(\epsilon_{i,j}(x_{j+1} - x_J^+) + \epsilon_{i,j+1}(x_J^+ - x_j))} \\
a_4 = \frac{\epsilon_{i,j}\epsilon_{i,j-1}}{(x_{j+1/2} - x_{j-1/2})(\epsilon_{i,j-1}(x_j - x_J^-) + \epsilon_{i,j}(x_J^- - x_j))} \\
a_0 = -(a_1 + a_2 + a_3 + a_4)
\end{array} \right. \quad (2.7)$$

Where x_J and z_I represent the position of the interface along the x and z axis. The sign as exponent traduces the position of the interface : + if between point k and k+1 ; - is between point k and k-1. If no interface is present, the expression of coefficient given is Eq. 0.3 can be use.

The S_{corr} term represent the impact of the surface charge density on the source term. For an interface between point k and k+1, the source term on each point is corrected :

$$\begin{aligned}
S_{corr}^k &= \frac{\sigma_s \hat{\epsilon}(1 - \theta)}{\Delta x_k \epsilon_{k+1}} \\
S_{corr}^{k+1} &= \frac{\sigma_s \hat{\epsilon}\theta}{\Delta x_{k+1} \epsilon_k}
\end{aligned} \quad (2.8)$$

Annexe B

Continuity equation

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\mu\vec{E} - D\vec{\nabla}n) = S \quad (0.1)$$

To discretize this equation, the finite volume method is used. After integration over a control volume, the cell volume, Eq. 0.1 become, in 2D :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_{i,j}} (F_{i+1/2,j}\Sigma_{i+1/2,j} - F_{i-1/2,j}\Sigma_{i-1/2,j} + F_{i,j+1/2}\Sigma_{i,j+1/2} - F_{i,j-1/2}\Sigma_{i,j-1/2}) = \bar{S}_{i,j} \quad (0.2)$$

Where Ω is the volume of the cell (cell's surface in 2D), F the flux through a face of the cell, Σ the surface of a cell face (the length of a cell face in 2D), and \bar{S} the mean source term in a cell. The flux can be expressed as follows :

$$\begin{aligned} F_{i+1/2,j} &= n_{i+1/2,j}v_{i+1/2,j} & F_{i,j+1/2} &= n_{i,j+1/2}v_{i,j+1/2} \\ F_{i-1/2,j} &= n_{i-1/2,j}v_{i-1/2,j} & F_{i,j-1/2} &= n_{i,j-1/2}v_{i,j-1/2} \end{aligned} \quad (0.3)$$

The speed value at each face is well known tanks to the electric field evaluated at the faces of a cell. For the density, a numerical scheme is needed. In this study we use the Scharfetter-Gummel one :

$$\begin{aligned} n_{i+1/2,j} &= \frac{n_{i,j} - n_{i+1,j}e^{-\frac{v_{i+1/2,j}}{D}\Delta z_{i,j}}}{1 - e^{-\frac{v_{i+1/2,j}}{D}\Delta z_{i,j}}} & n_{i,j+1/2} &= \frac{n_{i,j} - n_{i,j+1}e^{-\frac{v_{i,j+1/2}}{D}\Delta x_{i,j}}}{1 - e^{-\frac{v_{i,j+1/2}}{D}\Delta x_{i,j}}} \\ n_{i-1/2,j} &= \frac{n_{i-1,j} - n_{i,j}e^{-\frac{v_{i-1/2,j}}{D}\Delta z_{i,j}}}{1 - e^{-\frac{v_{i-1/2,j}}{D}\Delta z_{i,j}}} & n_{i,j-1/2} &= \frac{n_{i,j-1} - n_{i,j}e^{-\frac{v_{i,j-1/2}}{D}\Delta x_{i,j}}}{1 - e^{-\frac{v_{i,j-1/2}}{D}\Delta x_{i,j}}} \end{aligned} \quad (0.4)$$

If the exponential tends to one, the division is undefined. This kind of situation can occur in a region with very low electric field. In this case, the flux is computed with a classical upwind scheme :

$$\begin{aligned}
 F_{i+1/2,j} &= \begin{cases} n_{i,j}v_{i+1/2,j} & \text{if } v_{i+1/2,j} > 0 \\ n_{i+1,j}v_{i+1/2,j} & \text{if } v_{i+1/2,j} \leq 0 \end{cases} & F_{i,j+1/2} &= \begin{cases} n_{i,j}v_{i,j+1/2} & \text{if } v_{i,j+1/2} > 0 \\ n_{i,j+1}v_{i,j+1/2} & \text{if } v_{i,j+1/2} \leq 0 \end{cases} \\
 F_{i-1/2,j} &= \begin{cases} n_{i-1,j}v_{i-1/2,j} & \text{if } v_{i-1/2,j} > 0 \\ n_{i,j}v_{i-1/2,j} & \text{if } v_{i-1/2,j} \leq 0 \end{cases} & F_{i,j-1/2} &= \begin{cases} n_{i,j-1}v_{i,j-1/2} & \text{if } v_{i,j-1/2} > 0 \\ n_{i,j}v_{i,j-1/2} & \text{if } v_{i,j-1/2} \leq 0 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{0.5}$$

When the upwind scheme is used, diffusion is not considered. This scheme is always used for positive ions and negative ions dynamics because of their very low diffusion coefficient.

Conclusion générale

Mon projet de maîtrise a porté sur l'étude numérique d'une décharge streamer en interaction avec une interface liquide et s'inscrit dans une collaboration entre le laboratoire LAPLACE de l'université Paul Sabatier, à Toulouse, en France, et l'Université de Montréal, au Canada. Dans le cadre de cette collaboration, mes prédécesseurs, que sont Thomas Merciris, Audren Dorval, et Korentin Géraud, ont étudié, expérimentalement, l'interaction d'une décharge streamer avec un liquide diélectrique dans le cadre de décharges immergées. Aujourd'hui, il est nécessaire d'approfondir les connaissances fondamentales du groupe sur l'interaction plasma liquide au travers la construction d'un modèle numérique. C'est pour cette raison que mon projet a porté sur la modélisation d'une décharge streamer à la surface d'une goutte d'eau positionnée sur un support en Téflon entre deux électrodes pointes.

La première partie de ce mémoire a été consacrée à la compréhension des différents mécanismes en jeu lors de l'initiation et la propagation d'une décharge streamer dans l'air à pression atmosphérique. Ainsi, les différences majeures entre un streamer positif et négatif, l'importance du mécanisme de photoionisation pour la propagation du streamer positif, ainsi que les différents paramètres pouvant influencer la dynamique de la décharge (pression, nature du gaz, tension appliquée) ont été explicités. La décharge étant comprise, les différentes approches numériques utilisées aujourd'hui pour modéliser une décharge streamer ont pu être discutées. De plus, mon projet portant sur l'interaction entre un liquide diélectrique et la décharge, la méthode Ghost Fluide, permettant la prise en compte d'un milieu diélectrique dans le domaine de calcul, a été introduite.

Dans ce projet, nous avons décidé de construire un modèle fluide permettant de résoudre le système d'équation en python. Plusieurs hypothèses et simplifications ont été faites et justifiées, la première étant sur la résolution en 2D du fait de la puissance de calcul disponible. Le modèle a été validé en comparant l'émission lumineuse enregistré à l'aide d'une caméra ICCD (temps d'intégration fixé à 1ns) avec le terme source par impact électronique calculé à l'aide du modèle. La justesse du modèle étant vérifiée, il a été possible d'étudier plus finement l'évolution temporelle de la décharge à la surface de la goutte d'eau à l'aide de la carte du champ électrique, de la densité volumique de charge et de la densité électronique.

Le modèle a ensuite pu être utilisé afin de prédire le comportement de la décharge électrique

sur des systèmes plus complexes à mettre en place expérimentalement. C'est pour cette raison que, dans un premier temps, l'influence de la constante diélectrique de la goutte a été étudiée. Les résultats démontrent que la vitesse de la décharge augmente avec la valeur de la constante diélectrique. Cette tendance a pu être expliquée par l'amplification significative du champ électrique dans l'air provoqué par la surface diélectrique. Dans un second temps, l'influence de l'angle de contact a été discuté. La forme de goutte étant impactée par la valeur de cet angle, la répartition du champ électrique dans le gap est modifiée ce qui explique les résultats obtenus. Ces travaux ont permis de mettre en lumière la forte dépendance de la décharge avec la répartition spatiale du champ électrique. Ce dernier point doit ainsi être pris en compte lors de la mise en place d'application industrielle tel que la décontamination d'eau ou encore le traitement de surface.

Aujourd'hui, le modèle est limité par la puissance de calcul. Il est donc nécessaire de mettre en place des outils permettant d'accélérer le code (changement du solveur, traduction du code en C, parallélisation). La mise en place de ces outils permettra alors d'étudier des configurations plus complexes et augmenter la finesse du modèle. Il pourra alors être intéressant d'étudier l'impact de la distance inter-électrode, de modéliser la déformation de la goutte sur des temps longs après plusieurs décharges.

Références bibliographiques

- [1] C. Douat, *Etude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Feb. 2014. NUMBER = {2014PA112028} KEYWORDS = {Plasma medicine; Helium metastable atoms; Atmospheric pressure discharge; Pulsed discharge; Plasmid DNA; Micro jet; Atomes métastables d'hélium; Plasma médecine; Décharge à pression atmosphérique; Plasma jet; ADN plasmidique; Décharge impulsionnelle} PDF = {https://theses.hal.science/tel-00960400/file/VD2_DOUAT_CLAIRE_17022014.pdf} HAL_ID = {tel-00960400}.
- [2] K. Ollegott, P. Wirth, C. Oberste-Beulmann, P. Awakowicz, and M. Muhler, "Fundamental Properties and Applications of Dielectric Barrier Discharges in Plasma-Catalytic Processes at Atmospheric Pressure," *Chemie Ingenieur Technik*, vol. 92, pp. 1542–1558, Oct. 2020.
- [3] S. Nijdam, K. Miermans, E. M. van Veldhuizen, and U. Ebert, "A Peculiar Streamer Morphology Created by a Complex Voltage Pulse," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 2216–2217, Nov. 2011.
- [4] O. Ducasse, L. Papageorghiou, O. Eichwald, N. Spyrou, and M. Yousfi, "Critical Analysis on Two-Dimensional Point-to-Plane Streamer Simulations Using the Finite Element and Finite Volume Methods," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 35, pp. 1287–1300, Oct. 2007.
- [5] J. Teunissen and U. Ebert, "Simulating streamer discharges in 3D with the parallel adaptive Afivo framework," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 50, p. 474001, Nov. 2017.
- [6] O. Eichwald, O. Ducasse, D. Dubois, A. Abahazem, N. Merbahi, M. Benhenni, and M. Yousfi, "Experimental analysis and modelling of positive streamer in air : towards an estimation of O and N radical production," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 41, p. 234002, Dec. 2008.
- [7] F. Boakye-Mensah, *Numerical modelling of streamer discharges for medium voltage electro technical applications*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2021. NNT : 2021GRALT082. tel-03603764.
- [8] A. A. Dubinova, *Modeling of streamer discharges near dielectrics*. Eindhoven : TU Eindhoven, 2016. OCLC : 956923350.
- [9] Q. Zhang, L. Zhang, D. Yang, J. Schulze, Y. Wang, and A. Bogaerts, "Positive and negative streamer propagation in volume dielectric barrier discharges with planar and porous electrodes," *Plasma Processes and Polymers*, vol. 18, p. 2000234, Apr. 2021.
- [10] N. Y. Babaeva and M. J. Kushner, "Structure of positive streamers inside gaseous bubbles immersed in liquids," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 42, p. 132003, July 2009.
- [11] N. Y. Babaeva and M. J. Kushner, "Ion energy and angular distributions onto polymer surfaces delivered by dielectric barrier discharge filaments in air : I. Flat surfaces," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, p. 035017, June 2011.

- [12] A. Hamdan and A. Dorval, “Spatial and temporal dynamics of single nanosecond discharges in air with water droplets,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 56, p. 215202, May 2023.
- [13] J. M. Meek, “A Theory of Spark Discharge,” *Physical Review*, vol. 57, pp. 722–728, Apr. 1940.
- [14] A. Mizuno, “Industrial applications of atmospheric non-thermal plasma in environmental remediation,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49, pp. A1–A15, May 2007.
- [15] G. Fridman, G. Friedman, A. Gutsol, A. B. Shekhter, V. N. Vasilets, and A. Fridman, “Applied Plasma Medicine,” *Plasma Processes and Polymers*, vol. 5, no. 6, pp. 503–533, 2008. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/ppap.200700154>.
- [16] O. V. Penkov, M. Khadem, W.-S. Lim, and D.-E. Kim, “A review of recent applications of atmospheric pressure plasma jets for materials processing,” *Journal of Coatings Technology and Research*, vol. 12, pp. 225–235, Mar. 2015.
- [17] L. B. Loeb, *Electrical Coronas : Their Basic Physical Mechanisms*. Univ of California Press, July 2022. Google-Books-ID : NrZ2EAAAQBAJ.
- [18] M. Arrayas, M. A. Fontelos, and J. L. Trueba, “Photoionization effects in streamer discharges,” *physics.plasma-ph*, p. 18, 2006.
- [19] B. Bagheri, J. Teunissen, U. Ebert, M. M. Becker, S. Chen, O. Ducasse, O. Eichwald, D. Loffhagen, A. Luque, D. Mihailova, J. M. Plewa, J. van Dijk, and M. Yousfi, “Comparison of six simulation codes for positive streamers in air,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 27, p. 095002, Sept. 2018.
- [20] T. Aka-Ngnui, *Contribution à l’étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides -Modèles de génération et de propagation des streamers*,. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 2000.
- [21] C. Li, U. Ebert, and W. Hundsdorfer, “Spatially hybrid computations for streamer discharges : II. Fully 3D simulations,” *Journal of Computational Physics*, vol. 231, pp. 1020–1050, Feb. 2012. arXiv :1103.2148 [math-ph, physics :physics].
- [22] C. Li, U. Ebert, and W. Hundsdorfer, “Spatially hybrid computations for streamer discharges with generic features of pulled fronts : I. Planar fronts,” *Journal of Computational Physics*, vol. 229, pp. 200–220, Jan. 2010.
- [23] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, “Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, pp. 722–733, Nov. 2005.
- [24] J. W. Gallagher, E. C. Beaty, J. Dutton, and L. C. Pitchford, “An Annotated Compilation and Appraisal of Electron Swarm Data in Electronegative Gases,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 12, pp. 109–152, Jan. 1983.
- [25] S. Celestin, *Study of the dynamics of streamers in air at atmospheric pressure*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2008. tel-00463743.
- [26] S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. CRC Press, 1st edition ed., 1980.
- [27] D. Zhang, C. Jiang, D. Liang, and L. Cheng, “A review on TVD schemes and a refined flux-limiter for steady-state calculations,” *Journal of Computational Physics*, vol. 302, pp. 114–154, Dec. 2015.
- [28] A. Kulikovskiy, “Production of chemically active species in the air by a single positive streamer in a nonuniform field,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 25, pp. 439–446, June 1997.
- [29] C. Montijn, W. Hundsdorfer, and U. Ebert, “An adaptive grid refinement strategy for the simulation of negative streamers,” *Journal of Computational Physics*, vol. 219, pp. 801–835, Dec. 2006.

- [30] H. J. Teunissen, *3D Simulations and Analysis of Pulsed Discharges*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, 2015.
- [31] P. Dessante, *Modélisation d'une décharge électrique de type streamer dans l'air à haute-pression sous géométrie non uniforme*. PhD thesis, Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines, 2000. tel-01334291.
- [32] F. Boakye-Mensah, N. Bonifaci, R. Hanna, and I. Niyonzima, "Implementation of a cathode directed streamer model in Air under different voltage stresses.," *physics.plasma-ph*, p. 6, 2020.
- [33] X. Chen, Y. Zhu, Y. Wu, J. Hao, X. Ma, and P. Lu, "Numerical investigations of nanosecond surface streamers at elevated pressure," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 30, p. 075008, July 2021.
- [34] J. Zhang, Y. Wang, D. Wang, and D. J. Economou, "Numerical simulation of streamer evolution in surface dielectric barrier discharge with electrode-array," *Journal of Applied Physics*, vol. 128, p. 093301, Sept. 2020.
- [35] F. Pechereau, J. Jánský, and A. Bourdon, "Simulation of the reignition of a discharge behind a dielectric layer in air at atmospheric pressure," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 21, p. 055011, Oct. 2012.
- [36] H. K. H. Meyer, R. Marskar, H. Gjerdal, and F. Mauseth, "Streamer propagation along a profiled dielectric surface," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 115015, Nov. 2020.
- [37] A. Beroual, M. Zahn, A. Badent, K. Kist, A. Schwabe, H. Yamashita, K. Yamazawa, M. Danikas, W. Chadband, and Y. Torshin, "Propagation and structure of streamers in liquid dielectrics," *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 14, pp. 6–17, Mar. 1998.
- [38] N. Y. Babaeva and M. J. Kushner, "Effect of inhomogeneities on streamer propagation : II. Streamer dynamics in high pressure humid air with bubbles," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 18, p. 035010, Aug. 2009.
- [39] A. Herrmann, J. Margot, and A. Hamdan, "Influence of voltage and gap distance on the dynamics of the ionization front, plasma dots, produced by nanosecond pulsed discharges at water surface," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 31, p. 045006, Apr. 2022.
- [40] R. Vijay, R. Jain, and K. S. Sharma, "Dielectric Properties of Water at Microwave Frequencies," *International Journal of Engineering Research*, vol. 3, no. 03, p. 3, 2015.
- [41] S. Nijdam, J. Teunissen, and U. Ebert, "The physics of streamer discharge phenomena," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 103001, Nov. 2020.
- [42] E. M. V. Veldhuizen and W. R. Rutgers, "Pulsed positive corona streamer propagation and branching," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 35, pp. 2169–2179, Sept. 2002.
- [43] A. Abou-Ghazala, S. Katsuki, K. Schoenbach, F. Dobbs, and K. Moreira, "Bacterial decontamination of water by means of pulsed-corona discharges," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 30, pp. 1449–1453, Aug. 2002.
- [44] P. Laroche, P. Blanchet, A. Delannoy, and F. Issac, "Experimental Studies of Lightning Strikes to Aircraft," no. 5, 2012.
- [45] P. Vanraes and A. Bogaerts, "The essential role of the plasma sheath in plasma–liquid interaction and its applications—A perspective," *Journal of Applied Physics*, vol. 129, p. 220901, June 2021.
- [46] J. Diamond, A. Hamdan, J. Profili, and J. Margot, "Time and space-resolved imaging of an AC air discharge in contact with water," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 53, p. 425209, Oct. 2020.

- [47] J. Liu and X. Hu, “Contrasting Behaviours of AC and DC Excited Plasmas in Contact with Liquid,” *Plasma Science and Technology*, vol. 15, pp. 768–775, Aug. 2013.
- [48] Y. E. Kovach, M. C. Garcia, and J. E. Foster, “The variation in self-organized anode plasma pattern structure with solution electrolyte type in 1 atm DC glow discharge,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 30, p. 015007, Jan. 2021.
- [49] Y. CHEN, B. FENG, Q. ZHANG, R. WANG, K. K. OSTRIKOV, and X. ZHONG, “Temperature dependence of pattern transitions on water surface in contact with DC microplasmas,” *Plasma Science and Technology*, vol. 22, p. 055404, Feb. 2020.
- [50] X. Li, S. Zhou, K. Gao, J. Ran, K. Wu, and P. Jia, “Temporal Evolutions of Self-Organized Patterns Formed on the Water-Anode Surface of an Atmospheric Pressure Glow Discharge,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 50, no. 6, pp. 1717–1722, 2022.
- [51] A. Hamdan, J. Diamond, and L. Stafford, “Time-resolved imaging of pulsed positive nanosecond discharge on water surface : plasma dots guided by water surface,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 115017, Nov. 2020.
- [52] I. Adamovich, S. Agarwal, E. Ahedo, L. L. Alves, S. Baalrud, N. Babaeva, A. Bogaerts, A. Bourdon, P. J. Bruggeman, C. Canal, E. H. Choi, S. Coulombe, Z. Donkó, D. B. Graves, S. Hamaguchi, D. Hegemann, M. Hori, H.-H. Kim, G. M. W. Kroesen, M. J. Kushner, A. Laricchiuta, X. Li, T. E. Magin, S. Mededovic Thagard, V. Miller, A. B. Murphy, G. S. Oehrlein, N. Puac, R. M. Sankaran, S. Samukawa, M. Shiratani, M. Šimek, N. Tarasenko, K. Terashima, E. Thomas Jr, J. Trieschmann, S. Tsikata, M. M. Turner, I. J. Van Der Walt, M. C. M. Van De Sanden, and T. Von Woedtke, “The 2022 Plasma Roadmap : low temperature plasma science and technology,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 55, p. 373001, Sept. 2022.
- [53] S. Coquillat, “Corona emission from raindrops in strong electric fields as a possible discharge initiation : Comparison between horizontal and vertical field configurations,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 108, no. D7, p. 4205, 2003.
- [54] J. Menneveux and J. Veilleux, “Optical Emission Spectroscopy Study of Plasma-Precursor Interactions in TiO₂ Suspension Plasma Spray,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 42, May 2022.
- [55] G. Oinuma, G. Nayak, Y. Du, and P. J. Bruggeman, “Controlled plasma–droplet interactions : a quantitative study of OH transfer in plasma–liquid interaction,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 095002, Sept. 2020.
- [56] Z. Zhao, D. Liu, Y. Xia, G. Li, C. Niu, Z. Qi, X. Wang, and Z. Zhao, “The dynamic evolution of atmospheric-pressure pulsed air discharge over a water droplet,” *Physics of Plasmas*, vol. 29, p. 043507, Apr. 2022. [_eprint : https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/5.0083246/16613073/043507_1_online.pdf](https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/5.0083246/16613073/043507_1_online.pdf).
- [57] N. Y. Babaeva and M. J. Kushner, “Effect of inhomogeneities on streamer propagation : I. Intersection with isolated bubbles and particles,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 18, p. 035009, Aug. 2009.
- [58] K. Konina, J. Kruszelnicki, M. E. Meyer, and M. J. Kushner, “Surface ionization waves propagating over non-planar substrates : wavy surfaces, cut-pores and droplets,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 31, p. 115001, Nov. 2022.
- [59] A. Herrmann, J. Margot, and A. Hamdan, “Fluid simulation of the propagation of a nanosecond discharge on the surface of distilled water,” *Plasma Sources Science and Technology*, 2023.

- [60] J. Teunissen, “Improvements for drift-diffusion plasma fluid models with explicit time integration,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 015010, Jan. 2020.
- [61] M. B. Zhelezniak, A. K. Mnatsakanian, and S. V. Sizykh, “Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge,” *High Temperature Science*, vol. 20, pp. 357–362, Nov. 1982. ADS Bibcode : 1982HTemS..20..357Z.
- [62] A. Luque, U. Ebert, C. Montijn, and W. Hundsdorfer, “Photoionization in negative streamers : Fast computations and two propagation modes,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 081501, Feb. 2007.
- [63] J. Kruszelnicki, A. M. Lietz, and M. J. Kushner, “Atmospheric pressure plasma activation of water droplets,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 52, p. 355207, Aug. 2019.
- [64] J. W. Demmel, N. J. Higham, and R. S. Schreiber, “Stability of blockLU factorization,” *Numerical Linear Algebra with Applications*, vol. 2, pp. 173–190, Mar. 1995.
- [65] P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, E. Burovski, P. Peterson, W. Weckesser, J. Bright, S. J. Van Der Walt, M. Brett, J. Wilson, K. J. Millman, N. Mayorov, A. R. J. Nelson, E. Jones, R. Kern, E. Larson, C. J. Carey, Polat, Y. Feng, E. W. Moore, J. VanderPlas, D. Laxalde, J. Perktold, R. Cimrman, I. Henriksen, E. A. Quintero, C. R. Harris, A. M. Archibald, A. H. Ribeiro, F. Pedregosa, P. Van Mulbregt, SciPy 1.0 Contributors, A. Vijaykumar, A. P. Bardelli, A. Rothberg, A. Hilboll, A. Kloeckner, A. Scopatz, A. Lee, A. Rokem, C. N. Woods, C. Fulton, C. Masson, C. Häggström, C. Fitzgerald, D. A. Nicholson, D. R. Hagen, D. V. Pasechnik, E. Olivetti, E. Martin, E. Wieser, F. Silva, F. Lenders, F. Wilhelm, G. Young, G. A. Price, G.-L. Ingold, G. E. Allen, G. R. Lee, H. Audren, I. Probst, J. P. Dietrich, J. Silterra, J. T. Webber, J. Slavič, J. Nothman, J. Buchner, J. Kulick, J. L. Schönberger, J. V. De Miranda Cardoso, J. Reimer, J. Harrington, J. L. C. Rodríguez, J. Nunez-Iglesias, J. Kuczynski, K. Tritz, M. Thoma, M. Newville, M. Kümmerer, M. Bolingbroke, M. Tartre, M. Pak, N. J. Smith, N. Nowaczyk, N. Shebanov, O. Pavlyk, P. A. Brodtkorb, P. Lee, R. T. McGibbon, R. Feldbauer, S. Lewis, S. Tygier, S. Sievert, S. Vigna, S. Peterson, S. More, T. Pudlik, T. Oshima, T. J. Pingel, T. P. Robitaille, T. Spura, T. R. Jones, T. Cera, T. Leslie, T. Zito, T. Krauss, U. Upadhyay, Y. O. Halchenko, and Y. Vázquez-Baeza, “SciPy 1.0 : fundamental algorithms for scientific computing in Python,” *Nature Methods*, vol. 17, pp. 261–272, Mar. 2020.
- [66] P. Tamamidis, “A new upwind scheme on triangular meshes using the finite volume method,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 124, pp. 15–31, June 1995.
- [67] A. A. Kulikovskiy, “A More Accurate Scharfetter-Gummel Algorithm of Electron Transport for Semiconductor and Gas Discharge Simulation,” *Journal of Computational Physics*, vol. 119, pp. 149–155, June 1995.
- [68] J.-P. Boeuf, L. L. Yang, and L. C. Pitchford, “Dynamics of a guided streamer (‘plasma bullet’) in a helium jet in air at atmospheric pressure,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, p. 015201, Jan. 2013.
- [69] X. Chen, Y. Zhu, and Y. Wu, “Modeling of streamer-to-spark transitions in the first pulse and the post discharge stage,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, p. 095006, Sept. 2020.