



HAL
open science

Phénomène d'auto-organisation dans une décharge à barrière diélectrique

Nicolas Heim

► **To cite this version:**

Nicolas Heim. Phénomène d'auto-organisation dans une décharge à barrière diélectrique. Physique [physics]. Université Toulouse 3 - Paul Sabatier; Ecole doctorale GEET, 2016. Français. NNT : . tel-01669168

HAL Id: tel-01669168

<https://theses.hal.science/tel-01669168>

Submitted on 21 Dec 2017

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *Université Toulouse 3 - Paul Sabatier*

Présentée et soutenue le *30 septembre 2016* par :

NICOLAS HEIM

**PHÉNOMÈNE D'AUTO-ORGANISATION DANS UNE DÉCHARGE
À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE**

JURY

RICHARD FOURNIER
FRANÇOISE MASSINES
LAIFA BOUFENDI
DAVID PAI
JEAN-PIERRE BOEUF
THIERRY CALLEGARI
NICOLAS NAUDÉ

Professeur des Universités
Directeur de recherche CNRS
Professeur des Universités
Chargé de recherche
Directeur de recherche CNRS
Maître de conférences
Maître de conférences

Président du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Encadrant
Encadrant
Invité

École doctorale et spécialité :

GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de Recherche :

LAPLACE, Groupe de Recherche Énergétique, Plasma, Hors-Équilibre

Directeur(s) de Thèse :

Thierry CALLEGARI et Jean-Pierre BOEUF

Rapporteurs :

Françoise MASSINES et Laifa BOUFENDI



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *Université Toulouse 3 - Paul Sabatier*

Présentée et soutenue le *30 septembre 2016* par :

NICOLAS HEIM

**PHÉNOMÈNE D'AUTO-ORGANISATION DANS UNE DÉCHARGE
À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE**

JURY

RICHARD FOURNIER
FRANÇOISE MASSINES
LAIFA BOUFENDI
DAVID PAI
JEAN-PIERRE BOEUF
THIERRY CALLEGARI
NICOLAS NAUDÉ

Professeur des Universités
Directeur de recherche CNRS
Professeur des Universités
Chargé de recherche
Directeur de recherche CNRS
Maître de conférences
Maître de conférences

Président du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Encadrant
Encadrant
Invité

École doctorale et spécialité :

GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de Recherche :

LAPLACE, Groupe de Recherche Énergétique, Plasma, Hors-Équilibre

Directeur(s) de Thèse :

Thierry CALLEGARI et Jean-Pierre BOEUF

Rapporteurs :

Françoise MASSINES et Laifa BOUFENDI

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	iii
Notations	v
Avant-propos	vii
1 Contexte et problématique	1
1.1 Plasmas et DBD	2
1.1.1 Généralités	2
1.1.2 Les plasmas froids hors équilibre	4
1.1.3 Les DBD, principe et applications	5
1.2 Auto-organisation et DBD	11
1.2.1 Généralités	11
1.2.2 Conséquences	12
1.2.3 Similarités avec d'autres domaines	13
1.3 Mécanismes de l'auto-organisation dans les DBD	16
1.3.1 Claquage dans un gaz	16
1.3.2 États permanents	17
1.3.3 États dynamiques	20
1.3.4 Conditions initiales	21
1.3.5 Géométrie	22
1.3.6 Charges mémoire	24
1.3.7 Diagrammes de phases	26
1.3.8 Espèces excitées	27
1.3.9 Bilan	29
1.4 Problématique	30
2 Dispositif expérimental	31
2.1 Vue d'ensemble	32
2.2 Cellules de décharge	33
2.2.1 Cellules fermées	33
2.2.2 Cellules ouvertes	34
2.3 Circuit de gaz	35
2.3.1 Description globale	35
2.3.2 Instrumentation, mesures, limites	36
2.4 Circuit électrique	39
2.4.1 Description globale	39
2.4.2 Instrumentation, mesures, limites	40
2.5 Mesures optiques	43
2.5.1 Camera rapide	43
2.5.2 Spectromètre 1	44
2.5.3 Spectromètre 2	45
2.6 Bilan	46

3	Modèles fluides 2D et 0D	47
3.1	Modèle fluide 2D	48
3.1.1	Description	48
3.1.2	Équations	48
3.1.3	Conditions aux limites	49
3.1.4	Résolution	50
3.1.5	Discussion	50
3.2	Modèle 0D	51
3.2.1	Objectif	51
3.2.2	Vue géométrique, principe	51
3.2.3	Équations	52
3.2.4	Conditions aux limites	55
3.2.5	Différences avec le modèle 2D	56
3.2.6	Validation : Décharge DC et réponse à un échelon de tension	57
3.2.7	Validation : Décharge DBD et réponse à un échelon de tension	59
3.2.8	Validation : Décharge DBD et réponse à un sinus de tension	62
3.3	Bilan	66
4	Résultats expérimentaux : Tendances générales	67
4.1	Effets de l'azote dans un gaz rare	68
4.1.1	Diagrammes de phases : Présentation	68
4.1.2	Diagrammes de phases : Étude de cas	72
4.1.3	Forme du courant	77
4.1.4	Effet de l'azote : Bilan	79
4.2	Effets géométriques et filaments	81
4.2.1	Grandeurs caractéristiques et mesures	81
4.2.2	Taille du diélectrique	82
4.2.3	Surface des électrodes	82
4.2.4	Taille du gap	84
4.2.5	Effets géométriques : Bilan	86
4.3	Autres études	87
4.3.1	Effet des conditions initiales	87
4.3.2	Effet du débit de gaz	89
4.3.3	Effet de la distance entre deux filaments	91
4.4	Bilan général	94
5	Rôle des impuretés	95
5.1	Métastables et effet Penning : Modèle cinétique	96
5.1.1	Cinétique des métastables	96
5.1.2	Cinétique Penning	99
5.2	Modèle 0D : Forme du courant	100
5.2.1	Multiplic de courant	100
5.2.2	Monopic de courant	101
5.2.3	Bilan	106
5.3	Modèle 2D : Stabilité d'un pattern	106
5.3.1	Conditions de simulation	106
5.3.2	Effet des métastables	107
5.4	Mesures expérimentales et étude temporelle	109
5.4.1	Apparence de la décharge	109
5.4.2	Étude des courants	110
5.4.3	Spectroscopie d'émission	110
5.5	Bilan	113
6	Conclusion et perspectives	115
6.1	Résultats principaux	116
6.2	Perspectives de travail	118

A	Réactivité et transport des particules chargées dans les gaz	123
A.1	Grandeurs physiques	124
A.1.1	Champ électrique	124
A.1.2	Coefficient de mobilité, dérive	124
A.1.3	Coefficient de diffusion	124
A.1.4	Coefficient d'ionisation par dérive	124
A.2	Approximations pour la modélisation 0D	125
A.2.1	Mobilité électronique	125
A.2.2	Mobilité ionique	127
A.2.3	Coefficient de diffusion	129
A.2.4	Coefficient d'ionisation	129
A.2.5	Équations standards	132
B	Du modèle 2D vers le modèle 0D	135
B.1	Du système réel au modèle	136
B.1.1	Circuit externe	136
B.1.2	Espace gazeux	137
B.1.3	Équations fondamentales	138
B.2	Modèle de la gaine	138
B.2.1	Hypothèses	138
B.2.2	Équation sur les électrons	139
B.2.3	Équations dans la gaine seule	140
B.2.4	Équations dans la gaine avec plasma	141
B.3	Modèle du plasma	143
B.3.1	Hypothèses	143
B.3.2	Équations dans le plasma	143
B.3.3	Expression des densités de flux	144
B.4	Circuit extérieur	145
B.4.1	Hypothèses	145
B.4.2	Circuit résistif	146
B.4.3	Circuit résisto-capacitif	146
B.4.4	Tension gaz	146
B.5	Expressions générales	148
B.5.1	Gestion du signe	148
B.5.2	Gaine seule	149
B.5.3	Gaine avec plasma	150
B.5.4	Plasma	152
B.5.5	Modes de fonctionnement et fonction de Heaviside	152
B.5.6	Bilan	152
C	Autres résultats expérimentaux	155
C.1	Cellule 1D fermée (tube)	156
C.1.1	Diagrammes de phases	156
C.1.2	Structures classiques	162
C.1.3	Structure nouvelle : Rangée de croix	163
C.2	Cellule 2D fermée	166
C.2.1	Diagrammes de phases	166
C.2.2	Structures classiques	172
C.2.3	Structure nouvelle : Double spot	173
C.3	Diagrammes de phases : Bilan et tendances	174
D	Spatialisation du modèle 0D	175
D.1	Description	176
D.1.1	Idée de départ	176
D.1.2	Spatialisation du modèle 0D	177
D.2	Couplage externe à deux cellules	177
D.2.1	Principe	177
D.2.2	États transitoires	178
D.2.3	États permanents et discussion	181
D.3	Couplages externe et interne à deux cellules	181
D.3.1	Principe	181

D.3.2	Couplage diffusif seul	182
D.3.3	Couplage réactif seul	183
D.3.4	Couplage réacto-diffusif	185
D.4	Bilan et perspectives	186
D.4.1	Bilan	186
D.4.2	Perspectives	187
	Références	188

Résumé

Une décharge à barrière diélectrique (DBD) provenant d'un claquage de type Townsend et entretenue dans un régime luminescent peut aboutir à une décharge d'apparence homogène ou filamentaire. Grâce à une importante variété de structures filamenteuses observables et à leurs similarités avec les structures observées dans d'autres domaines, les DBD sont d'un grand intérêt en dynamique des systèmes non linéaires.

Numériques ou expérimentaux, les moyens d'études de systèmes complexes se doivent d'être en premier lieu fiables et simples. Une grande partie du temps de cette thèse a consisté à mettre en place un dispositif expérimental permettant d'obtenir des résultats reproductibles et à élaborer un code numérique de décharge à zéro dimension permettant des calculs rapides tout en conservant la physique essentielle des décharges. Un code fluide à deux dimensions préexistant a aussi été utilisé. Ces trois outils, par leurs complémentarités et leurs versatilités propres, ont offert des possibilités d'investigations plus poussées qu'auparavant.

La question principale posée au début de la thèse concerne l'origine de l'instabilité d'une décharge menant à une structuration spatiale. Pour y répondre, une des études visa à regarder l'influence de l'ajout d'une impureté sur les paramètres expérimentaux observables grâce à la combinaison de résultats expérimentaux et numériques. Les décharges ont été réalisées dans les gaz rares tels que l'hélium, le néon et l'argon et l'impureté ajoutée est de l'azote. L'un des principaux résultats montre que dans le néon, l'effet Penning joue un rôle central dans la structuration. D'autres travaux menés en parallèle ont entre autres visé à identifier les facteurs responsables de la taille des filaments ou à aborder la spatialisation d'une décharge à partir de modèles 0D couplés.

Remerciements

A l'issue de cette thèse débutée en septembre 2013 et terminée trois années plus tard, je voudrais remercier mes directeurs de thèse Jean-Pierre Boeuf et Thierry Callegari, l'ensemble des membres du groupe GREPHE et du laboratoire LAPLACE, les thésards et les stagiaires que j'ai fréquenté de près ou d'un peu plus loin, les personnes qui ont contribué au bon déroulement de ma thèse, ma famille et mes amis.

Notations

Constantes physiques

$e = 1.6021810^{-19}$: Charge électrique élémentaire (C)

$\epsilon_0 = 8.8541910^{-12}$: Permittivité diélectrique du vide ($m^{-3}kg^{-1}s^4A^2$)

$k_b = 1.3806510^{-23}$: Constante de Boltzmann (J/K)

Vecteurs et opérateurs

X : Réel positif

\mathbf{X} : Vecteur géométrique

\bar{X} : Projection de \mathbf{X} ou grandeur algébrique

$\langle \bar{X} \rangle_\omega$: Valeur moyenne de \bar{X} sur domaine ω

$|\bar{X}|$: Valeur absolue de \bar{X}

∂_x, d_x : Opérateur dérivée partielle/totale par rapport à la variable x

Symboles et unités

n : Densité volumique ($/m^3$)

$\mathbf{\Gamma}$: Vecteur densité surfacique de flux ($/m^2/s$)

ρ : Charge volumique (C/m^3)

\mathbf{J} : Vecteur densité surfacique de flux de charge ($C/m^2/s$)

\mathbf{E} : Vecteur champ électrique (V/m)

V : Potentiel électrique (V)

U : Tension (V)

i : Intensité du courant (A)

p : Pression ($Torr$)

R : Résistance (Ω)

C : Capacité (F)

L, s : Distance (m)

S : Surface (m^2)

v : Vitesse (m/s)

ν : Fréquence temporelle ($/s$)

α : Fréquence spatiale ($/m$)

μ : Coefficient de Mobilité ($m^2/V/s$)

D : Coefficient de Diffusion (m^2/s)

T : Température (K)

Avant-propos

Au début d'un livre intitulé "L'évolution des idées en physique", A. Einstein et L. Infeld comparent la naissance d'une théorie physique à la lecture d'un "roman à mystères" dans lequel les clés de l'énigme apparaissent les unes après les autres lorsque les pages sont tournées. Bien qu'il ne s'agisse pas ici de la naissance d'une théorie physique mais d'un travail s'inscrivant dans une progression plutôt lisse, j'ai quand même décidé de m'appuyer sur cette idée de roman en laissant les idées importantes au cœur du document. Cette page décrit donc sommairement le cadre général de travail et quelques informations de lecture.

La thématique générale de cette thèse est la morphogenèse ou l'auto-organisation appliquée au cas d'une décharge électrique. La pensée associée à ce sujet s'inscrit pleinement dans le cadre de la physique statistique, de la mécanique classique et de l'électromagnétisme classique. L'objectif du document est de rassembler les idées connues sur le sujet et de les combiner avec les nouvelles connaissances acquises lors de ce travail pour se donner une pensée plus complète de la morphogenèse dans les décharges à barrière diélectrique.

Au début de cette thèse, les principaux mécanismes sur l'auto-organisation et sur les décharges à barrière diélectrique sont connus indépendamment, mais les causes de l'apparition de structures dans les DBD ne sont pas claires. Les simulations numériques et les résultats expérimentaux montrent tous deux la réalité de l'auto-organisation dans les DBD sans pour autant informer sur les raisons profondes de cette émergence. L'intuition acquise lors des précédentes observations a aiguillé les investigations vers l'identification du rôle et des conséquences des impuretés au sein d'une décharge. Pour cela, ce travail a consisté à améliorer le dispositif expérimental et à réaliser un modèle numérique d'un type nouveau, avant de combiner les deux pour apporter des éléments de réponses à la problématique.

Le premier chapitre présente le contexte de l'étude, la phénoménologie des décharges électriques et les principaux résultats déjà connus et publiés avant le début de la thèse. La problématique y est présentée en fin de chapitre. Les chapitres 2 et 3 décrivent les deux moyens d'études en donnant un niveau de détail suffisant pour que toute personne puisse les reproduire dans le cadre d'un travail de recherche. Les chapitres 4, 5 et la conclusion regroupent l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques importants. Les annexes terminant le document contiennent des passages techniques sans intérêt physique et une partie des résultats expérimentaux complémentaires n'apparaissant pas directement dans les trois chapitres de résultats. Toute personne désirant comprendre ce travail en détail ou le continuer y trouvera de nombreuses informations complémentaires.

Les chapitres peuvent être lus indépendamment mais une progression "linéaire" est conseillée.

Chapitre 1

Contexte et problématique

La phénoménologie physique enrobant ce travail s'inscrit dans un cadre contenant à la fois la morphogenèse et les décharges électriques. Ces deux thèmes d'étude sont tous les deux plutôt riches et il est en premier lieu primordial de comprendre, indépendamment, le sens de chacune de ces deux thématiques avant de les associer aux résultats provenant de la littérature pour formuler une problématique.

D'une manière plus précise, la première partie décrit d'abord globalement la physique des plasmas avec quelques exemples et mécanismes simples pour arriver à la compréhension des décharges à barrière diélectrique. Les phénomènes d'auto-organisation sont ensuite abordés avec quelques illustrations et en présentant idées généralement utilisées pour les aborder. La dernière partie présente une sélection de résultats sur l'auto-organisation dans les plasmas et fait office de base pour la formulation de la problématique, point de départ de ce travail.

1.1 Plasmas et DBD

1.1.1 Généralités

Définition

Une vision scientifique primaire de l'univers, mais suffisante pour résoudre la plupart des problèmes physiques, consiste à dire qu'il est composé de trois entités. La première est l'ensemble des corps ayant une inertie, une position, une vitesse, une trajectoire etc... appelée "matière" et suffisamment bien décrite par les premières théories modernes de la mécanique classique établies par Galilée, Newton, Kepler... La deuxième correspond à une partie immatérielle et non localisée faite de ce qui d'usage est appelé "lumière" et souvent décrite par une théorie ondulatoire même si historiquement elle fut d'abord décrite par une théorie mécanique corpusculaire. La troisième est appelée "espace temps" et peut être regardée comme l'environnement dans lequel, matière et lumière évoluent, coexistent et interagissent. Une image de tout ça pourrait être une scène avec deux acteurs.

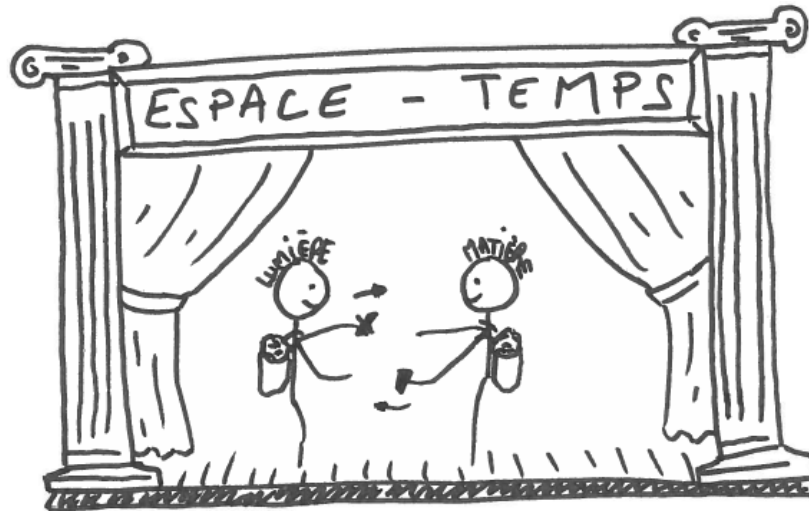


FIGURE 1.1 – Vue artistique de l'univers.

La matière, telle qu'elle est observée au quotidien, existe sous différentes formes appelées "états". L'état solide, l'état liquide et l'état gazeux se distinguent par la nature et l'intensité des interactions microscopiques entre les particules voisines [1]. Les conséquences macroscopiques de ces différences sont l'aspect et le comportement de la matière lorsqu'elle se trouve dans l'un ou l'autre de ces états. Par exemple, un bout de verre garde sa structure lorsqu'il est manipulé, ce qui n'est pas le cas d'un liquide ou d'un gaz qui viennent épouser la forme de leur contenant. D'autre part un gaz est assez facilement compressible tandis qu'un liquide ou un solide l'est beaucoup moins. Il existe aussi des différences importantes de structures et d'interactions au sein même de chacune de ces trois familles mais elles ne seront pas discutées ici.

Pour un objet pur de nature donnée et contenant suffisamment de particules microscopiques, le passage de l'un à l'autre de ces états se fait en lui apportant ou en lui soustrayant de l'énergie. La rigueur et les hypothèses de thermodynamique nécessaires à ce genre de description sont volontairement laissées de côté. Par exemple, le fait de chauffer de la glace permet d'obtenir de l'eau liquide et le fait de chauffer de l'eau liquide permet d'obtenir de la vapeur d'eau. La phrase aurait également pu être prononcée à l'envers avec le terme "refroidir".

Il semble alors que les différents états de la matière sont bornés par l'état solide et l'état gazeux, avec l'état liquide pouvant être vu comme l'état de température intermédiaire. A ce

stade, une des questions pertinentes pourrait-être : Si un solide est refroidi (resp. si un gaz est chauffé) conserve-t-il les mêmes propriétés que le solide (resp. gaz) qui ne l'est pas ? La réponse est non. Il existe en effet d'autres états (au sens de composés qui ont des propriétés encore différentes des trois précédemment cités) comme les "gaz quantiques" qui sont observés à très basses températures, ou comme les "gaz ionisés" qui sont observés à plus hautes températures. Ces états sont observés dans des conditions de température souvent extrêmes au sens de la compatibilité avec le vivant et sont par conséquent peu présents dans notre environnement proche. Dans ce document, l'étude porte sur l'état de gaz ionisé appelé encore l'état de "plasma".

Au sein de la communauté scientifique des plasmas, il semble admis qu'un gaz ionisé est qualifié de plasma seulement s'il contient une fraction significative de charges libres et que la charge électrique macroscopique de celui-ci est voisine de zéro (quasi-neutralité). Cela signifie qu'un plasma peut être vu comme une sorte de "soupe" électriquement neutre faite de molécules, d'atomes, d'ions positifs, d'ions négatifs et d'électrons. La figure 1.2 illustre de manière simplifiée le passage de l'état solide à l'état de plasma lorsqu'il y a un apport d'énergie.

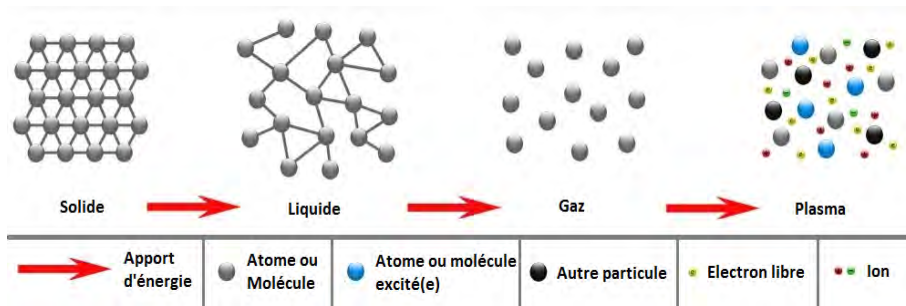


FIGURE 1.2 - États de la matière : du solide au plasma [2].

Exemples

La nature offre la possibilité d'observer directement des plasmas : les éclairs lors d'un orage, les aurores boréales, le soleil, les étoiles. Une partie de notre atmosphère et les espaces interplanétaires ou inter-stellaires sont aussi des plasmas. Du cœur des étoiles aux espaces intergalactiques, les valeurs des densités de particules chargées et des températures sont très différentes mais la phénoménologie essentielle reste la même. Même si ce n'est pas le cas sur Terre, à l'échelle cosmique de nombreux scientifiques s'accordent pour estimer que 99% [3] de la matière visible est dans l'état de plasma. La figure 1.3 situe quelques exemples de plasmas naturels dans un diagramme *Temperature – Densite*.

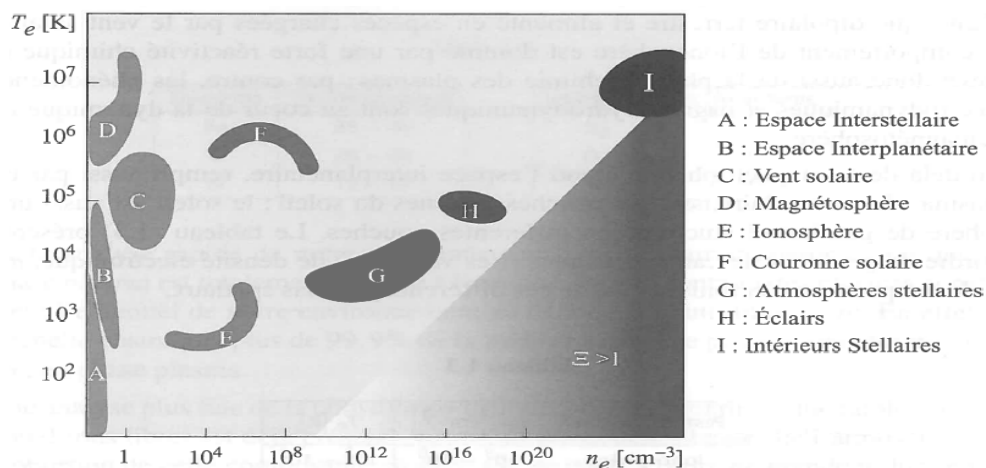


FIGURE 1.3 - Températures et densités électroniques des plasmas naturels [4].

Face à la diversité des objets célestes qualifiés d'étoiles, l'intérêt de l'étude des plasmas en astrophysique est indéniable. Cependant, les applications industrielles et commerciales des procédés plasmas ont considérablement augmenté et progressé ces dernières années, notamment avec le développement de procédés dans la propulsion spatiale [5], les nanotechnologies (Dépôt de couches minces [6], lithographie [6]...), la sidérurgie (Soudure MIG [7], soudure TIG [8]...), l'éclairage (Téléviseurs [9], lampes planes [10], ampoules basse consommation [11]...), la chimie (Traitement de surfaces [12], dépollutions [13]) ou dans le cadre de la recherche sur la fusion thermonucléaire via la génération de plasmas dans les tokamaks [14]. Selon les cas, les conditions de températures et de densités sont là aussi très différentes. La figure 1.4 situe quelques exemples de plasmas artificiels.

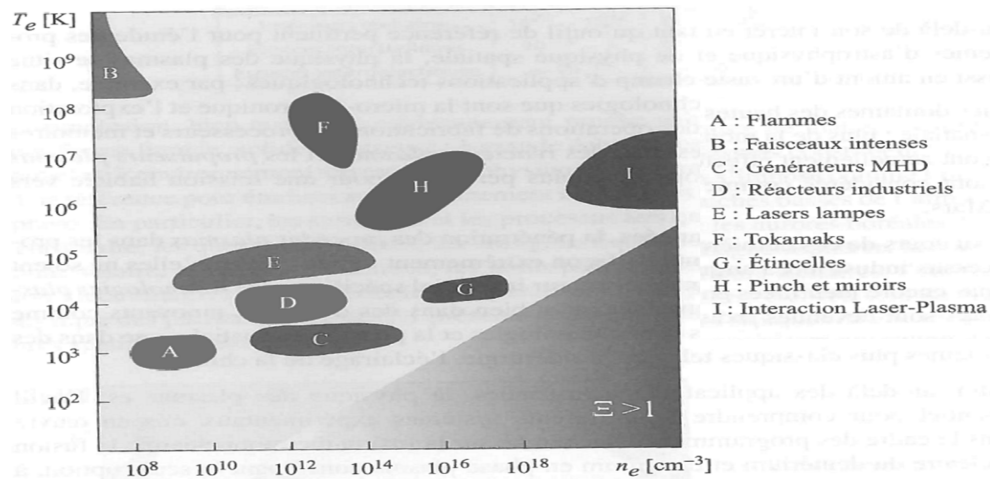


FIGURE 1.4 – Températures et densités électroniques des plasmas thermonucléaires et industriels [4].

Dans cette thèse, le sujet d'étude est en lien avec les plasmas créés industriellement dans le cadre de traitements de surface ou de dépollutions. Ils se situent au niveau des zones C et D de la figure 1.4.

1.1.2 Les plasmas froids hors équilibre

Les plasmas utilisés dans l'industrie sont séparés en différentes catégories. Bien que les frontières liées à la catégorisation des plasmas ne soient pas strictes, les grandeurs physiques qui permettent de les différencier sont principalement le degré d'ionisation et les températures relatives des particules chargées et des neutres.

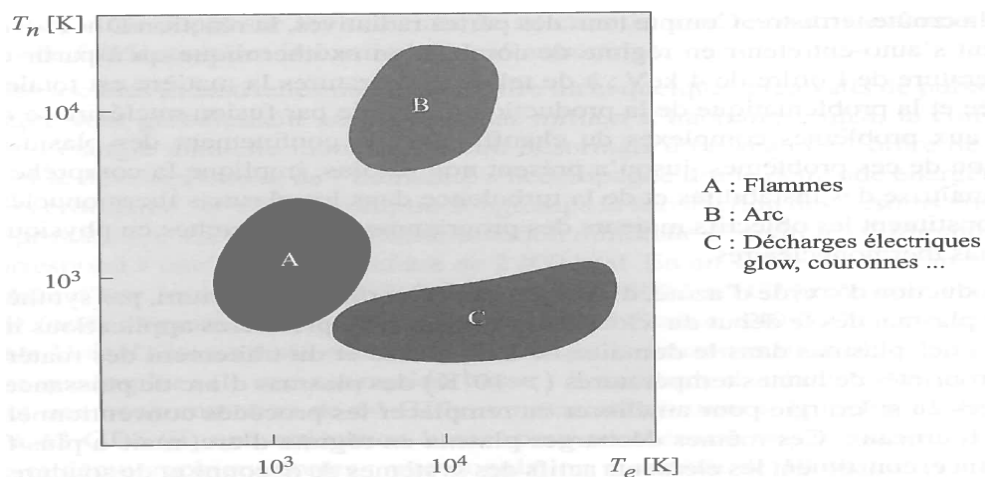


FIGURE 1.5 – Températures des neutres et des électrons dans les plasmas froids [4].

Le degré d'ionisation est défini par l'équation 1.1 où n_e représente la densité électronique et n_n la densité de particules neutres. Dans le cas où $\tau_{ion} \ll 1$ le plasma est dit "faiblement ionisé" ou "froid". Si $\tau_{ion} \approx 1$, il est dit "fortement ionisé" ou "chaud".

$$\tau_{ion} = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (1.1)$$

Lorsque le degré d'ionisation est faible, les collisions Coulombiennes entre particules chargées sont alors rares et l'énergie totale des particules est essentiellement cinétique. Le plasma est alors qualifié de "faiblement corrélé" ou "cinétique".

Dans ce cas, l'énergie cinétique moyenne des particules et la température associée à ces mêmes particules sont proportionnelles. Si les ions et les électrons sont à la même température tel que $T_n = T_i = T_e$ où T_n , T_i et T_e représentent respectivement les températures des neutres, des ions et des électrons, le plasma est qualifié de "thermique". Sinon, le plasma est qualifié de "hors équilibre" avec $T_n \approx T_i \ll T_e$. La température des ions est alors égale à celle des neutres et toutes deux voisines de la température de l'enceinte ($\approx 300K$ en général) et seuls les électrons sont énergétiques.

Dans cette thèse, la technologie utilisée impose aux plasmas étudiés d'avoir un faible degré d'ionisation, une température électronique élevée ($\approx 10000K$), et une température ionique identique à celle du gaz de neutres. Ce sont des plasmas froids hors équilibre appartenant à la zone C de la figure 1.5.

1.1.3 Les DBD, principe et applications

Les plasmas dans les décharges à barrière diélectrique (DBD) font partie des plasmas froids hors équilibre. Les DBD sont le sujet d'étude de cette thèse. Pour comprendre leur fonctionnement et leur intérêt, il est nécessaire de s'intéresser d'abord aux phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage d'une décharge classique faite d'un gaz compris entre deux électrodes.

Claquage

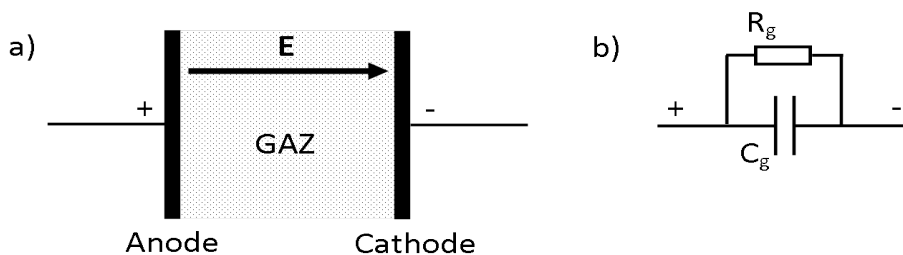


FIGURE 1.6 – a) Schéma d'une décharge DC et b) son équivalent électrocinétique. La caractéristique de R_g (non ohmique) est donnée figure 1.9. C_g représente la capacité associée à la polarisabilité du gaz.

Si un champ électrique suffisamment fort est appliqué à un gaz, un plasma se forme, le gaz devient conducteur. Ce champ peut être créé avec des ondes radio, des ondes micrométriques, des ondes laser ou entre deux électrodes conductrices. Dans ce dernier cas, la phénoménologie de la décharge s'apparente à celle de la foudre avec un transport de charges électriques d'un milieu vers l'autre. Le moment où le transport est initié est appelé le "claquage". Selon le gaz utilisé, la pression, la taille du gap et la nature des électrodes, l'amorçage de la décharge peut se faire par :

- Un claquage de Townsend qui aboutit à un régime de décharge de Townsend ou à un régime de décharge de type luminescent. La décharge peut alors être homogène ou filamentaire.
- Un claquage de type streamer qui aboutit systématiquement à un régime de décharge de type filamentaire.

Les figures 1.7 et 1.8 décrivent sommairement les mécanismes d'évolution des claquages de type streamer et de type Townsend. Dans le cas d'un claquage streamer le temps d'établissement du canal conducteur est de l'ordre de quelques dizaines de nano secondes tandis que dans le cas d'un claquage Townsend, il est de l'ordre de quelques micro secondes à quelques dizaines de micro secondes. Les électrons primaires évoqués dans la suite proviennent de l'interaction entre les neutres et des rayonnements présents dans l'environnement qui sont suffisant pour générer des paires de particules chargées en permanence.

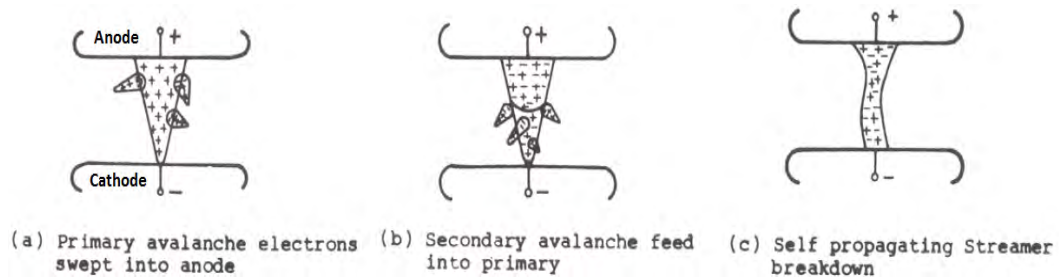


FIGURE 1.7 – Mécanisme de claquage de type streamer [15].

Mécanisme de claquage streamer :

- a) Un électron primaire provenant du voisinage de la cathode est accéléré dans le champ électrique et impacte les atomes du gaz. Si le champ est suffisant, ces collisions ionisent les atomes et produisant de nouveaux électrons qui sont de plus en plus nombreux lors de leur déplacement vers l'anode. Tous les électrons issus de l'avalanche électronique sont rapidement absorbés à l'anode tandis que les ions, moins mobiles, sont encore présents en volume.

- b) La charge d'espace créée entre le nuage d'ions et le gaz neutre environnant est maximale en tête d'avalanche. Les photons émis lors des différents processus peuvent alors ioniser les neutres situés dans cette zone où le champ est fort et provoquent de nouvelles petites avalanches qui se propagent de proche en proche vers la cathode en renforçant le premier filament. Les processus a) et b) sont simultanés.

- c) Le streamer s'est finalement formé en un seul processus mettant en jeu une avalanche s'étirant vers l'anode combinée à une succession de micro décharges se propageant vers la cathode. Au final, il reste seulement un filament de plasma.

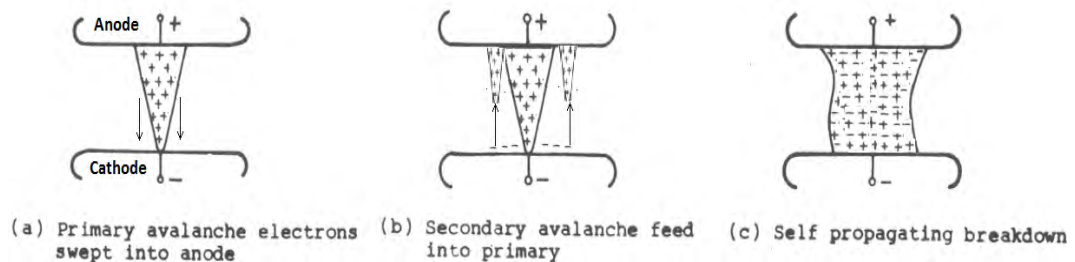


FIGURE 1.8 – Mécanisme de claquage de type Townsend [15] (image originale modifiée).

Mécanisme de claquage Townsend :

- a) Un électron primaire provenant du voisinage de la cathode provoque une avalanche électronique qui s'évase et se renforce vers l'anode. Tous les électrons sont rapidement absorbés à l'anode tandis qu'il reste en volume un nuage d'ions du même profil. La charge d'espace provenant des ions est maximale en tête d'avalanche mais beaucoup moins forte que pour le streamer donc les avalanches issues de la photoionisation ne sont pas présentes.

- b) Les ions qui arrivent sur la cathode par dérive dans le champ créent des électrons secondaires qui provoquent de nouvelles avalanches renforçant la première.

- c) Selon les conditions de champ et de densités de particules chargées produites le claquage peut évoluer vers une décharge de Townsend ou vers une décharge lumineuse. Ces deux modes de décharge seront abordés dans la suite.

Décharge DC, point de fonctionnement

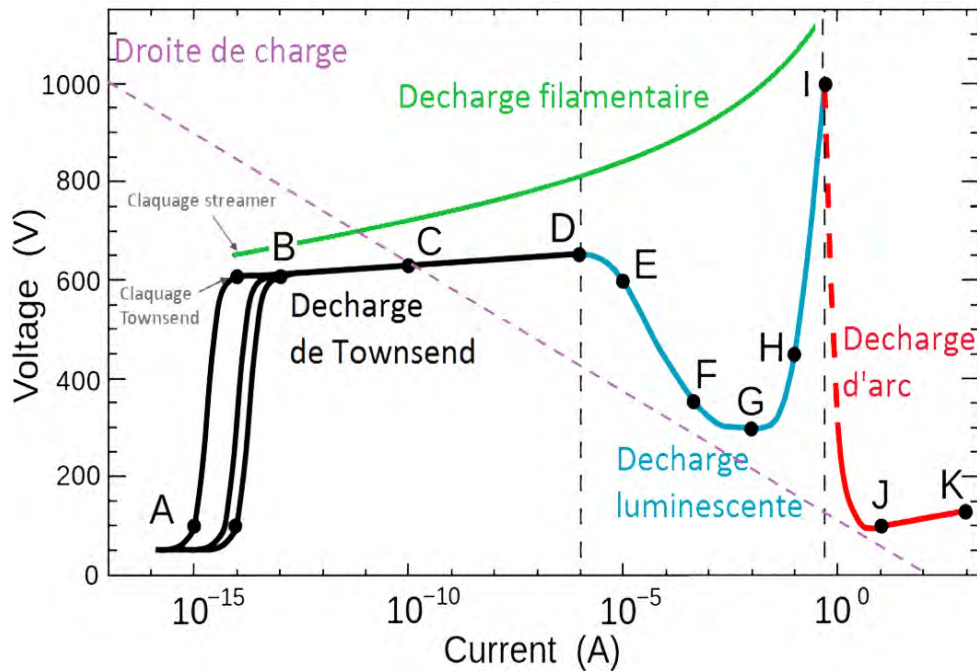


FIGURE 1.9 – Caractéristique tension/courant d'une décharge dans le Néon [16]. La partie symétrique par rapport à O (courants et tensions négatifs) n'est pas représentée.

Une décharge DC peut fonctionner grâce à une alimentation continue. D'un point de vue électrocinétique, le comportement d'un gaz compris entre deux électrodes est illustré sur la figure 1.9. Le point de fonctionnement est déplacé en changeant les caractéristiques du circuit extérieur. Dans le cas le plus simple, il est constitué d'une source de tension continue en série avec un conducteur ohmique. Chaque point est donc l'intersection de la droite de charge représentée en pointillés et de la caractéristique propre du gaz. Il peut exister plusieurs solutions stationnaires à un même forçage. Dans ce cas, le système évolue spontanément vers une des solutions stables.

- [A-B] Le courant provient des électrons générés en volume par les sources extérieures comme par exemple le rayonnement cosmique. Le champ électrique est trop faible pour que les électrons générés aient l'énergie suffisante pour en créer de nouveaux par impact sur les neutres. La suppression de cette source extérieure entraîne l'arrêt de la décharge. Elle est non entretenue.

- [B-D] Le courant augmente brutalement car le champ est suffisant pour que la décharge devienne auto-entretenu. Ceci est possible grâce aux avalanches électroniques en volume et à l'émission secondaire d'électrons par impact ionique sur la cathode. Le champ électrique en volume correspond au champ géométrique et la densité ionique reste faible. Il y a encore trop peu d'électrons en volume pour parler de plasma.

- [D-I] La charge d'espace ionique devient suffisante pour modifier le champ électrique qui se concentre maintenant dans une zone appelée "gaine" au voisinage de la cathode. La décharge est toujours auto-entretenu et il y a création d'un plasma entre la gaine et l'anode.

- [I-K] Transition vers le régime d'arc électrique. Il est caractérisé par un fort courant à basse tension.

La décharge à barrière diélectrique

La transition vers l'arc électrique n'est parfois pas souhaitée. Par exemple, lors d'un procédé visant à traiter une surface de polymères, un arc électrique endommagerait la surface. Pour s'affranchir de ce problème et limiter le courant maximal possible, il est possible d'ajouter un diélectrique dans l'espace inter-électrodes comme illustré sur la figure 1.10. L'ajout d'un conducteur ohmique de grande valeur ou l'utilisation d'une source de courant sont aussi envisageables.

L'ajout d'un seul diélectrique suffit à réaliser une DBD mais la présence de deux diélectriques de même nature et de même forme sur chacune des électrodes métalliques a l'avantage d'avoir des décharges identiques sur chaque demi-alternance.

La présence du diélectrique a aussi pour conséquence d'abaisser la tension appliquée nécessaire au claquage par rapport à une décharge DC. Ceci s'explique par l'accumulation de charges sur les diélectriques, qui à la demi-alternance suivante, crée un champ qui s'ajoute au champ appliqué.

En électrocinétique, ce diélectrique peut être représenté par un condensateur de quelques pico Farads en série avec la cellule de décharge décrite figure 1.6. Il convient alors d'adapter aussi l'alimentation en prenant une source de tension ou de courant alternative. La décharge fonctionne alors par claquages successifs sur chaque demi-alternance et la caractéristique *Tension–Courant* est parcourue en permanence de manière dynamique.

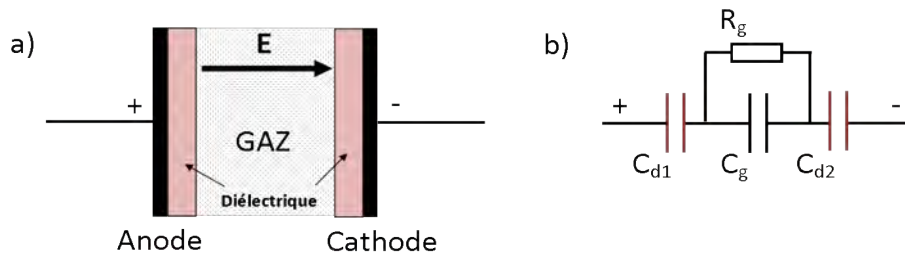


FIGURE 1.10 – a) Schéma d'une décharge DBD et b) circuit équivalent. La caractéristique de R_g est donnée figure 1.9 et C_d est la capacité associée à la présence d'un diélectrique.

La réponse d'une DBD à un signal de tension sinusoïdal est représentée sur la figure 1.11. Sur une demi-alternance donnée, la chute de la tension gaz menant à l'extinction de la décharge est due à l'accumulation des charges sur les diélectriques qui contrebalance le champ extérieur appliqué. Dans les deux premiers cas, la décharge est continue et dans le troisième cas, c'est l'ensemble des micro pics de courant liés aux streamers qui donne ce profil de courant en peigne.

- Le régime de décharge de Townsend est caractérisé par un pic de courant large de quelques dizaines de micro secondes et de faible valeur de quelques centaines de micro ampères par centimètre carré. La tension gaz est quasi constante pendant le pic de courant et tend vers zéro à la fin. La décharge est toujours homogène et la densité ionique (de $10^{13}m^{-3}$ à $10^{16}m^{-3}$) est maximale au voisinage de l'anode.

- Le régime de décharge luminescent est caractérisé par un pic de courant de quelques micro secondes et de quelques centaines de milli ampères par centimètre carré. La tension gaz est voisine de zéro à la fin du pic de courant. La décharge est soit homogène, soit filamentaire selon les conditions expérimentales. Le maximum de densité ionique (de $10^{17}m^{-3}$ à $10^{20}m^{-3}$) se situe dans la gaine au voisinage de la cathode.

- Le régime de décharge filamentaire par claquage streamer est caractérisé par de nombreux pics de courants par demi-alternance. Chacun a une durée de quelques dizaines de nanosecondes et d'amplitude quelques milli ampères par centimètre carré. La décharge est filamentaire.

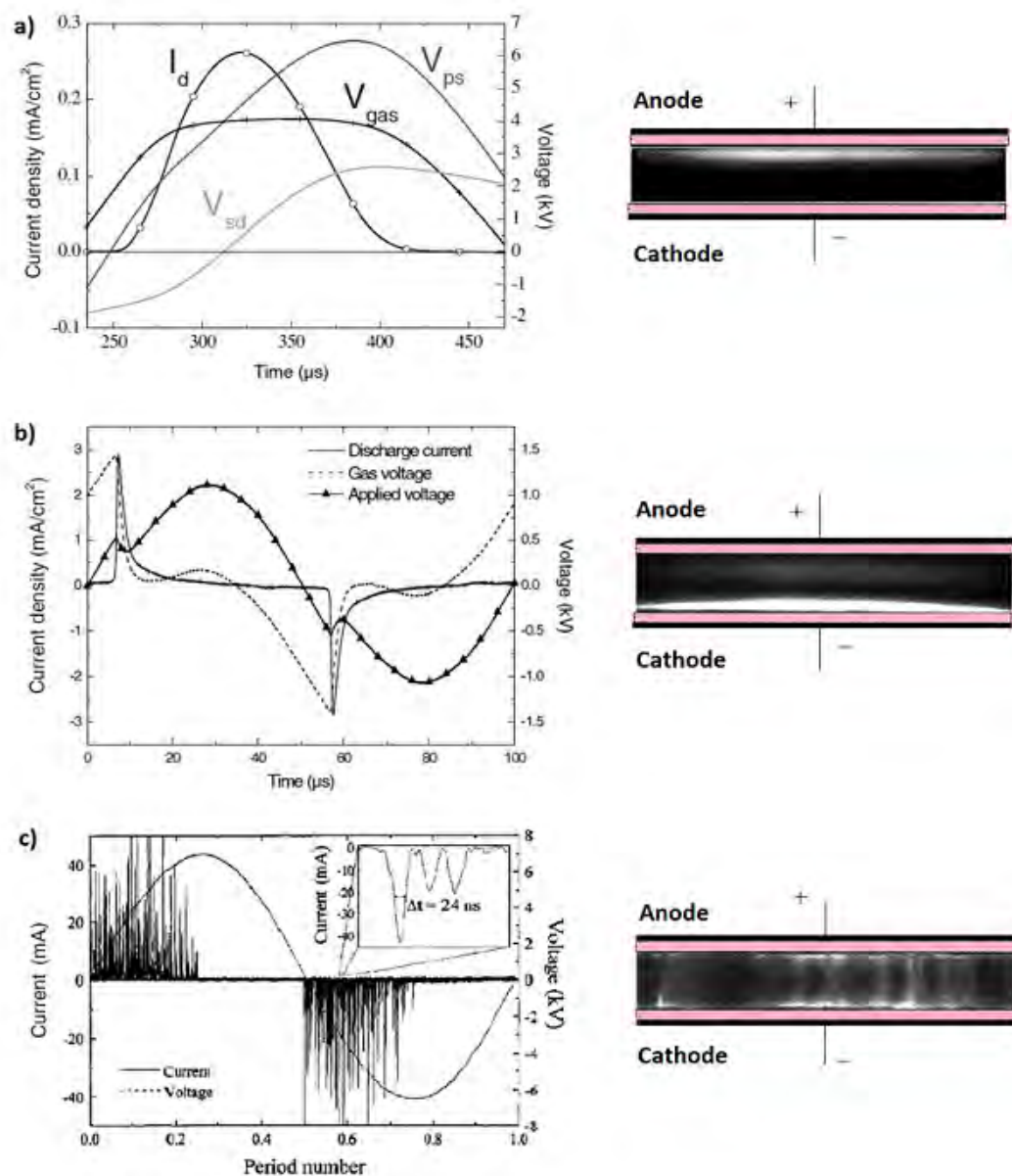


FIGURE 1.11 – Images intégrées sur une demi-période et évolution temporelle de la tension gaz et des formes de courant dans un régime de décharge a) de Townsend avec claquage Townsend dans l'azote, b) luminescent avec claquage Townsend dans l'hélium et c) filamentaire avec claquage de type streamer dans l'hélium [17, 18, 19, 20].

Applications

Historiquement, la première utilisation des DBD servit à produire de l’ozone. En 1857, soit 18 ans après que l’ozone ait été identifié comme un nouveau composé chimique par C.F Schönbein, Werner Siemens réussit à produire de l’ozone à partir d’air ou d’oxygène excité dans une DBD [21]. La figure 1.12 illustre le procédé utilisé par l’équipe de B. Eliasson [22].

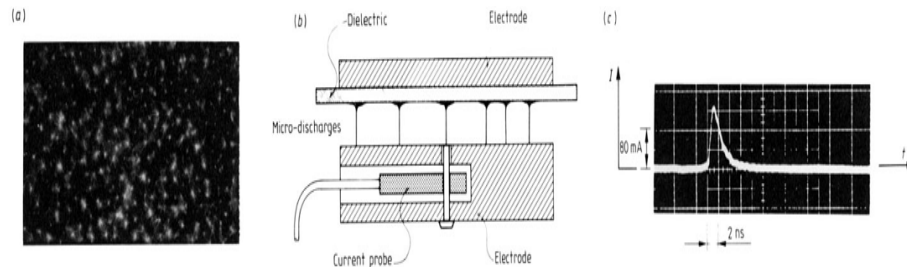


FIGURE 1.12 – Dispositif, imagerie et mesure lors de la production d’ozone à pression atmosphérique. a) Image de la décharge filamentaire (streamer) en oxygène (38mm×70mm). b) Schéma du dispositif avec sonde de courant. c) Pic de courant mesuré [22].

La recherche s’oriente aussi rapidement vers la dépollution de gaz contenant des substances toxiques. Elle est initiée par M. Berthelot [23] en 1876 pour la destruction du sulfure d’hydrogène. Plus tard, le procédé de destruction s’appliquera à d’autres composés chimiques tels que les oxydes d’azote, les oxydes de soufre et les composés organiques volatils. Ces composés sont rejetés en aval de nombreux procédés industriels tels que les manufactures de semi-conducteurs, l’industrie chimique ou l’imprimerie. La figure 1.13 illustre le dispositif de dépollution utilisé par l’équipe de H. Saavedra [24] dans la destruction de NO.

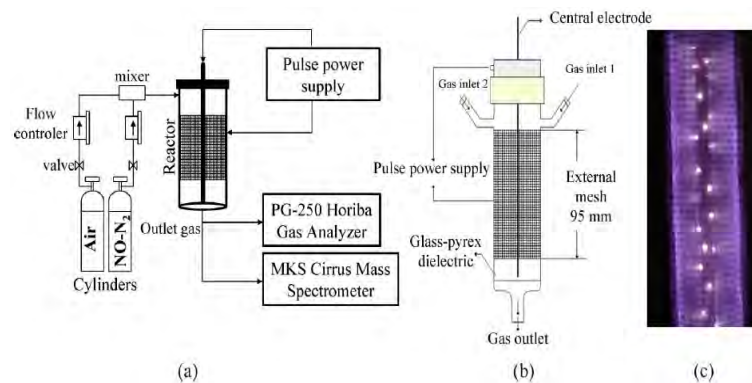


FIGURE 1.13 – a) Dispositif. b) Réacteur. c) Décharge streamer [24].

Dans les années 1960, les polymères et les matières plastiques deviennent très présents au quotidien et dans l’industrie, par exemple pour le stockage de produits chimiques ou alimentaires. Pour un nombre important d’applications, ces plastiques doivent être traités en surface pour leur donner les propriétés spécifiques d’adhésion, d’absorption, de mouillabilité ou de toxicité. Le feuillet plastique est en général déplacé à vitesse constante dans une DBD. La figure 1.14 illustre comment l’équipe de K. Pochner [25] utilise ce procédé de traitement de surface.

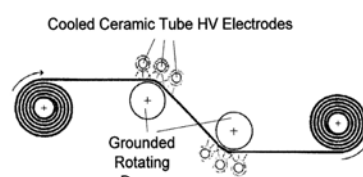


FIGURE 1.14 – Traitement de surface bilatéral d’un film par une succession de décharges filamentaires issues de streamers [25].

Les DBD sont aussi utilisées dans la réalisation de sources lumineuses. L'équipe de M. Kuzumoto a développé un laser au CO₂ [26] émettant à $10.6\mu\text{m}$ qui par rapport aux autres lasers du même type, présente l'avantage d'avoir une décharge plus stable et utilise des alimentations bon marché. Les lampes fluorescentes et sources d'ultraviolets sont utilisées pour la création de panneaux lumineux, de tubes fluorescents et de téléviseurs. La figure 1.15 montre la structure d'un panneau lumineux décrit par G. Auday [27] et T. Beaudette [28] accompagné de la photographie d'une lampe plane réalisée par la fondation Targetti [29].

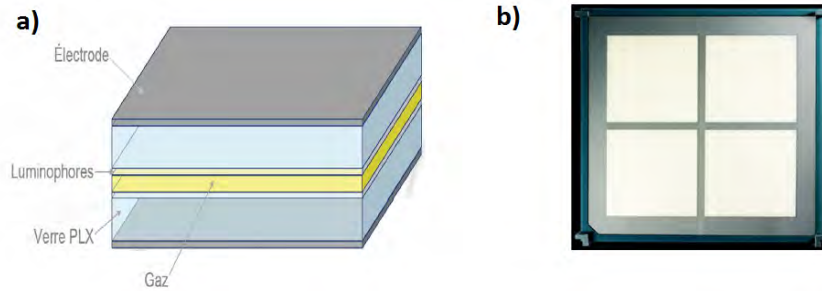


FIGURE 1.15 – a) Structure d'une lampe plane [28]. b) Photographie d'une lampe plane du commerce [29].

Dans une minorité de conditions, les DBD apparaissent homogènes. Cependant, dans la plupart des cas, des filaments sont présents. La phénoménologie associée à l'émergence et à l'existence spontanée de ces filaments est appelée "auto-organisation".

1.2 Auto-organisation et DBD

1.2.1 Généralités

Définition

L'auto-organisation, prise dans son sens littéral le plus élémentaire, laisse imaginer un système physique au départ lisse et homogène qui serait susceptible d'évoluer spontanément dans un état présentant une structure spatiale. Le qualificatif "spontané" signifie "sans que l'éventuelle action extérieure puisse favoriser la structure qui est apparue".

Ceci suppose déjà implicitement que le système physique choisi contient un nombre suffisant de sous-systèmes en interaction à l'intérieur de celui-ci. Ces sous parties élémentaires seront dans la suite appelées "agents". La dynamique interne de ces agents localement en interaction serait alors responsable de l'apparition d'une structure spatiale globale.

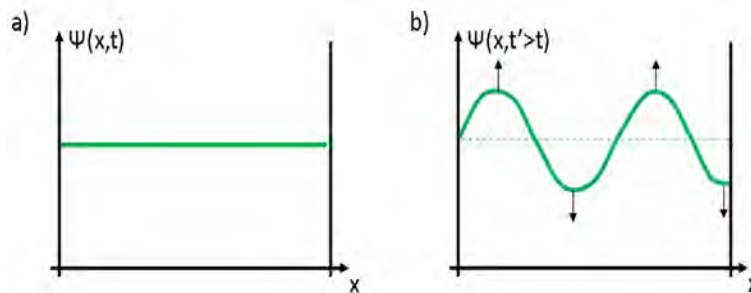


FIGURE 1.16 – Exemple d'évolution d'une grandeur physique macroscopique $\Psi(x,t)$. a) Soit la condition initiale $\Psi(x,t=0) = k$ où $k = \text{cte}$ et b) la même grandeur à un instant ultérieur.

Si la condition initiale n'est pas une solution stationnaire stable, alors le système va évoluer vers une autre solution telle que $\Psi(x,t) \neq k$. Si cette autre solution n'est pas homogène, il s'agit d'un phénomène d'auto-organisation.

Exemples de structures dans les DBD

Les agents sont ici les molécules, les atomes, les ions et les électrons qui collisionnent par diffusion ou dérive dans le champ électrique. Les conséquences de ces collisions sont les variations des quantités de ces espèces dans l'espace et dans le temps.

Dans les plasmas de type DBD, les conditions de potentiel sur toute la surface d'une électrode sont identiques à tout instant et imposées par la source de tension extérieure. Le champ appliqué à l'ensemble *dielectrique + gaz + dielectrique* est donc le même quel que soit l'endroit considéré suffisamment loin des bords. Ces conditions favorisent donc à priori l'existence d'une décharge homogène.

La cellule de décharge utilisée pour les photographies de la figure 1.17 est constituée de deux électrodes planes, en face à face, en forme de disque de rayon de 5cm et apposées sur deux couches de verre. L'électrode située entre la caméra et la décharge est transparente.

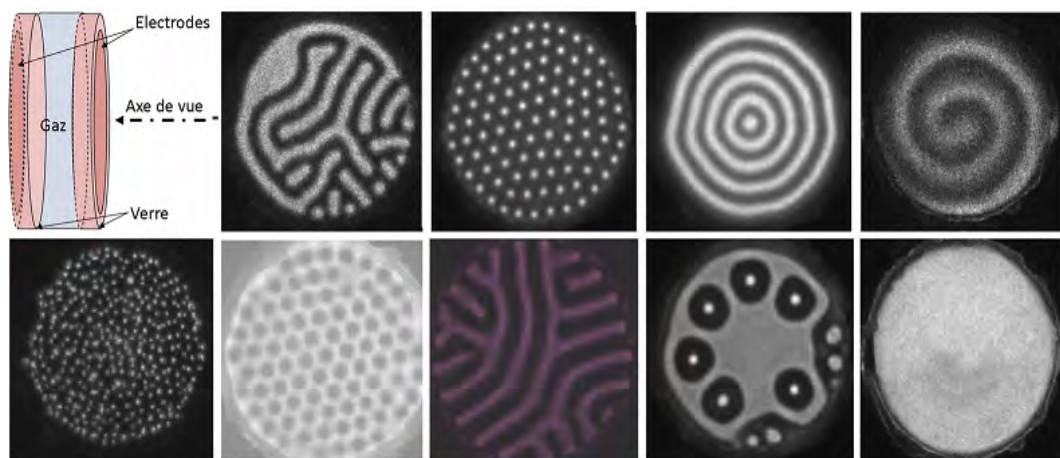


FIGURE 1.17 – Exemples de structures observées dans des DBD au LAPLACE. La dernière image montre une décharge sans structures apparente et qualifiée d'homogène ou stable.

L'observation de ces images montre que malgré des conditions extérieures de potentiel uniformes, la décharge finit dans certains cas par se structurer avec une taille caractéristique de la structure de l'ordre du centimètre tandis que le libre parcours moyen électronique est de quelques centaines de micromètres au maximum. D'après la définition proposée, il s'agit d'un phénomène d'auto-organisation.

1.2.2 Conséquences

Le fait d'être potentiellement en présence de décharges non uniformes peut poser des problèmes dans les applications industrielles. Par exemple avec les lampes planes ou avec le traitement en surface de films de polymères, il serait toujours préférable d'avoir des décharges homogènes. Les décharges issues de streamers utilisées dans les procédés industriels à la pression atmosphérique peuvent aussi permettre d'avoir des traitements quasi-uniformes si le temps d'exposition du composé à traiter à la décharge est suffisant.

Les conditions d'obtention des DBD homogènes sont donc limitées et les contraintes industrielles, donc financières, sont aussi à prendre en considération. Un des enjeux de cette thèse est de parvenir à identifier les conditions favorables ou non à l'obtention de décharges homogènes et d'aborder ensuite la question plus profonde de la cause de ces éventuelles non-uniformités.

La boule plasma est un exemple grand public d'une décharge lumineuse filamentaire, où le fait d'avoir des filaments est souhaité pour une raison esthétique et ludique figure 1.18.



FIGURE 1.18 – Boule plasma en fonctionnement [30]. Électrodes en géométrie sphère/sphère.

1.2.3 Similarités avec d'autres domaines

Sciences du vivant

La nature offre aussi la possibilité d'observer directement de tels phénomènes. Sans chercher pour le moment à comprendre l'origine physique de ces instabilités menant à l'émergence, il apparaît intéressant d'observer ces quelques exemples.

Sur la figure 1.19, les agents en interaction sont les animaux ou la manifestation de leurs gènes et les conséquences spatiales se révèlent dans la forme de leur groupe lors de déplacements, dans les édifices qu'ils construisent ou dans les couleurs apparaissant sur leur pelage.



FIGURE 1.19 – Émergence de structures liées aux interactions sociales comme la construction de nids [31], aux déplacements d'individus en groupe [32], ou aux interactions biochimiques en lien avec la génétique d'un individu [33].

Géologie, astrophysique

Sur la figure 1.20, les agents en interaction sont des éléments de matière comme les graviers, les grains de sable ou les étoiles et les conséquences spatiales se manifestent par la formation de puits, de zébrures ou de spirales sur des échelles d'espace plus importantes que la taille des agents.

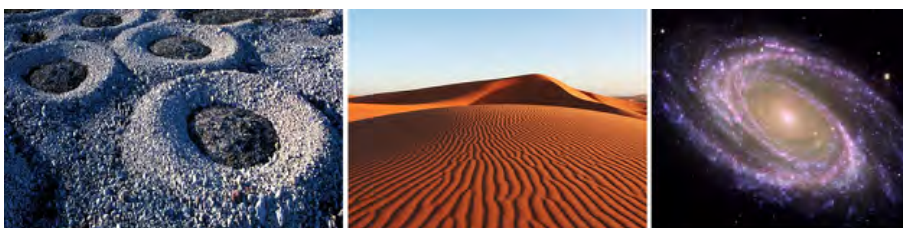


FIGURE 1.20 – Émergence de structures liées aux phénomènes naturels comme les mouvements de sol [34], les vibrations [35, 36] et les effets de gravitation [37].

Physique des fluides

Les instabilités de convection en mécanique des fluides sont également le lieu d'apparition de structures. L'article de S. Ciliberto [38] montre la compétition entre différentes symétries possibles dans l'eau pure sous les conditions de non-Boussinesq [39]. La figure 1.21 montre une image des deux instabilités étudiées dans le document.

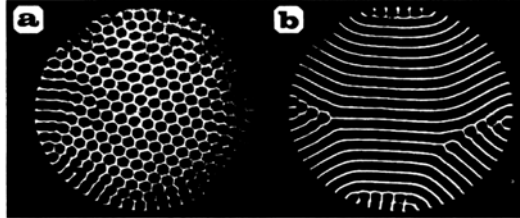


FIGURE 1.21 – *Instabilités de convection par ombrographie [38]. a) Pattern hexagonal. b) Pattern en rouleaux.*

Les agents microscopiques sont ici les molécules d'eau. Les instabilités, provenant du fait que les propriétés physiques de l'eau comme la densité ou la viscosité dépendent de la température, font émerger les structures d'une taille beaucoup plus importante que celle des molécules d'eau.

Chimie

Des réactions chimiques [40] présentent parfois des oscillations visibles comme présenté sur la figure 1.22. Les couleurs sont liées à la concentration de certains réactifs. Lorsque la réaction est terminée, la solution devient homogène.

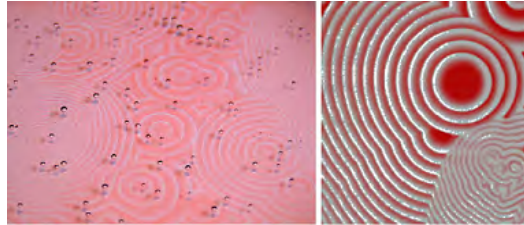


FIGURE 1.22 – *Émergence d'une structure liée à une réaction chimique : Réaction oscillante de Belousov-Zhabotinsky [41].*

Mathématiques

A. M. Turing (1912-1954) est un mathématicien britannique. Bien qu'il ait passé la majeure partie de sa vie à travailler sur la cryptographie et les problèmes d'arithmétique, il consacra ses dernières années aux modèles de morphogenèse dans les sciences du vivant. Il publie un article intitulé "The chemical basis of morphogenesis" [42] en 1952.

La première phrase de l'article dit que "l'essentiel de la morphogenèse peut être décrit en prenant un système de particules qui à la fois diffusent et réagissent ensemble". Il qualifie un tel système de "réacto-diffusif" et précise la forme des équations mathématiques utilisées. Selon les conditions, bien que l'état initial choisi soit homogène, s'il est intrinsèquement instable, alors les perturbations aléatoires qui surviennent (bruit numérique, agitation thermique...) sont suffisantes pour quitter cet état homogène et former un pattern. Cette idée, bien que simpliste aux yeux de certains face à des problèmes de génétique, a été reconnue comme "universelle" par des mathématiciens comme R. Thom et transposable dans d'autres domaines des sciences naturelles comme la dynamique des populations [43].

Un modèle de type réacto-diffusif connu est celui associé à la réaction chimique de Gray Scott [44, 45]. Les équations mathématiques locales de ce modèle sont données en 1.2 et 1.3.

$$\partial_t u = r_u \nabla^2 u - uv^2 + f(1 - u) \quad (1.2)$$

$$\partial_t v = r_v \nabla^2 v + uv^2 - (f + k)v \quad (1.3)$$



U , V et P sont les espèces chimiques régies par les équations chimiques 1.4 et 1.5, u , v sont leurs concentrations, r_u , r_v leurs taux de diffusion, $(f + k)$ est le taux de disparition de V (conversion en P mais ce dernier n'intervient pas dans les équations) et f , pris seul, est le taux de création/disparition (selon la valeur de u par rapport à '1') pour U .

Les solutions $u(x, y, t)$ et $v(x, y, t)$ sont obtenues en résolvant numériquement le système d'équations pour un jeu de paramètres donné. La méthode de résolution n'est pas détaillée ici. Les images des figures 1.23 et 1.24 représentent la distribution de densité en 2D de U après un temps donné et proviennent d'un applet Java disponible en ligne [46].

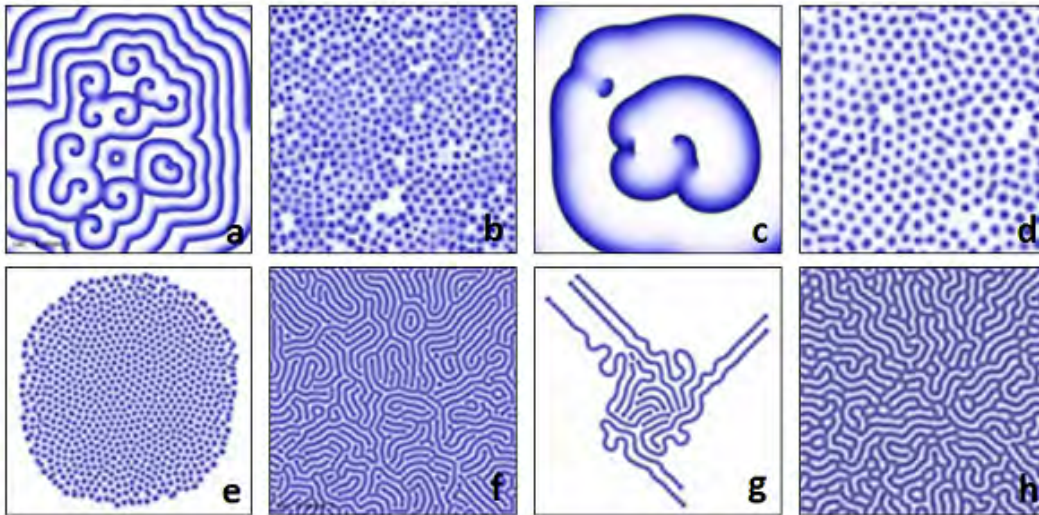


FIGURE 1.23 – Solutions stationnaires à paramètres constants dans l'espace. a) Vagues spirales pseudo-périodiques. b) Solitons instables en surface. c) Vagues spirales pseudo-périodiques. d) Solitons instables aux frontières. e) Solitons statiques. f) Zébrures presque stables. g) Spagettis stables. h) Corail stable.

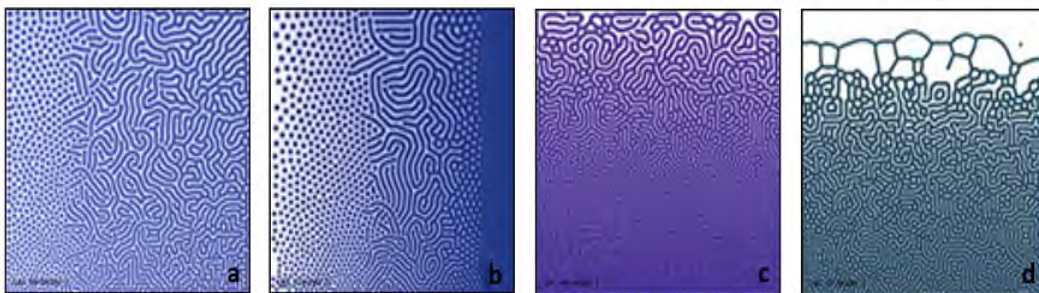


FIGURE 1.24 – Solutions à paramètres variables dans l'espace. a) Variation des constantes de diffusion r_u et r_v suivant y . Variation des constantes de réaction k et f suivant x . b) Variation de r_u et r_v suivant y . Variation de k suivant x . c) Variation de r_u suivant y . d) Variation de r_v suivant y .

La conclusion est qu'en jouant sur ces paramètres, les formes observées correspondent qualitativement aux structures observées par ailleurs dans les plasmas. Ces résultats, produits par

des équations simples, sont séduisants et ont déjà fait leurs preuves, comme par exemple dans la thèse de A. Khuong [31] qui s'intéresse au processus de construction d'une fourmilière. Il est alors tentant d'utiliser ce genre de modèle pour décrire les DBD.

Deux difficultés surviennent pourtant assez rapidement. La première se trouve dans le passage entre les paramètres physiques d'une décharge dans un plasma et les paramètres mathématiques utilisés dans le modèle réacto-diffusif. L'équipe de H. Purwins [47] a réalisé des modèles de décharge grâce à ce genre d'équations mais la physique et les grandeurs caractéristiques des décharges sont absentes. La deuxième provient du fait que les DBD fonctionnent nécessairement avec une contrainte alternative et par décharges tandis que les modèles réacto-diffusifs classiques fonctionnent de manière plus "continue".

À ce stade, seulement après avoir observé ces quelques photographies et résultats de calculs, la question suivante est forcément légitime : Existe-t-il une part d'universalité dans les phénomènes de morphogenèse? La question est à mon sens ambitieuse et ne sera pas abordée de manière frontale dans cette thèse.

Le point de départ de ce travail tient aussi compte des connaissances actuelles sur tout ce qui pourrait se rapporter à l'émergence de patterns dans les DBD via l'étude de quelques articles dans la partie qui suit.

1.3 Mécanismes de l'auto-organisation dans les DBD

Étant donné qu'aucun état stationnaire n'est possible en DBD sauf lorsque la décharge est éteinte, le qualificatif "permanent" ou "statique" sera utilisé pour désigner une structure spatialement fixe dans une DBD. Cela signifie qu'avec une certaine périodicité (à chaque demi alternance pour la plupart des cas) la décharge se reproduit identique à elle-même avec la même dynamique et la même organisation que la précédente. Les structures présentant une dynamique spatiale sans périodicité temporelle seront qualifiées de "non permanentes" ou "dynamiques". Cette partie vise à présenter l'ensemble des mécanismes en liens avec la stabilité des décharges ou avec leur organisation en s'appuyant sur les publications parues avant le début de cette thèse.

Sans se préoccuper de l'atteinte d'un régime permanent, il s'avère que les conditions appliquées sur les premiers instants d'une décharge ont un rôle majeur dans l'apparition d'une structure filamenteuse ou homogène sur un seul claquage. C'est l'objet de la première étude qui suit.

1.3.1 Claquage dans un gaz

La tension de claquage est la tension gaz pour laquelle il y a auto-entretien de la décharge. La multiplication électronique compense alors exactement les pertes aux bords et en volume. Selon la nature des électrodes, le type de gaz, l'épaisseur de gaz et les conditions de pression, la tension nécessaire pour obtenir un claquage n'est pas la même. Les courbes de Paschen sont données figure 1.25 pour quelques gaz et représentent la tension gaz de claquage en fonction du produit *pression – distance*. La tension représentée sur ces courbes correspond à la tension aux bornes du gaz.

Il est assez facile de comprendre qualitativement la forme de ces courbes. D'un point de vue simplifié et pour un gap donné, la multiplication des électrons est liée à l'impact sur les neutres des électrons germes accélérés dans le champ électrique. Sur la droite du graphe, la densité de neutres est grande, les électrons n'ont pas le temps d'être suffisamment accélérés entre deux collisions pour qu'elles soient efficaces. Il faut augmenter la tension pour y remédier et atteindre la tension de claquage. Sur la gauche, il y a peu de neutres et le manque de collisions doit aussi

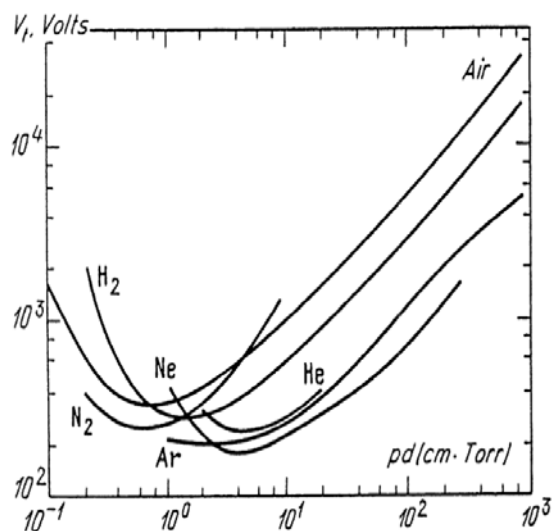


FIGURE 1.25 – Courbes de Paschen dans quelques gaz [48].

être compensé par une augmentation de la tension pour claquer. Il existe donc un minimum de tension correspondant aux conditions de pression optimales pour la multiplication électronique.

Le livre de J. M. Meek [49] et la thèse de B. Bernecker [50] montrent que si les conditions appliquées favorisent une avalanche telle que $M > 10^8$ alors le claquage est de type streamer et la décharge est nécessairement filamentaire et dynamique. Ceci a permis notamment d'expliquer la différence de comportement entre l'azote et le néon au moment du claquage.

Dans le cas où le claquage est de type Townsend, une structure est tout de même susceptible d'apparaître en attendant au moins quelques dizaines de périodes et de se maintenir même si le premier claquage est homogène. Il faut alors s'intéresser aux états permanents.

1.3.2 États permanents

Homogène

Ce premier cas sert à illustrer la physique d'une décharge dans le cas le plus simple, l'état permanent homogène. L'état homogène correspond à une décharge sans structure, ni statique, ni dynamique. A tout instant et en tout plan parallèle aux électrodes, les grandeurs physiques descriptives d'une décharge sont uniformes. Par exemple, le vecteur champ électrique, le potentiel électrique, la densité de neutres, la densité d'ions etc... Par contre, ces grandeurs physiques varient suivant la dimension dite "axiale" qui est perpendiculaire aux électrodes. Pour un seul claquage, la figure 1.26 illustre l'évolution axiale du champ électrique et des densités électroniques et ioniques dans l'espace gazeux pour le cas d'une décharge homogène.

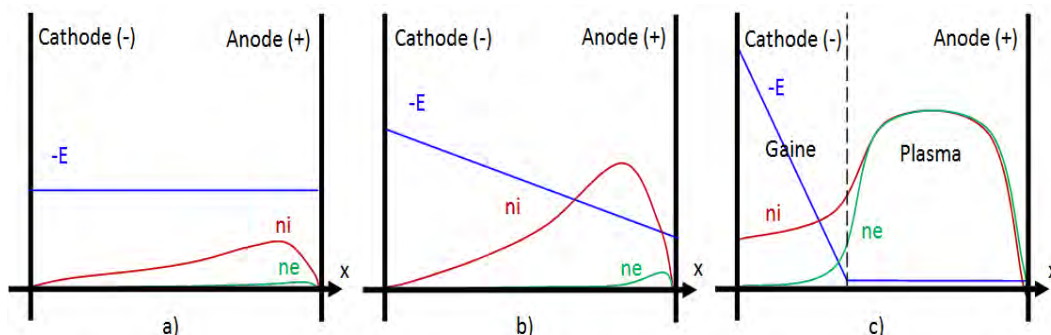


FIGURE 1.26 – Profil qualitatif simplifié du champ électrique, des densités ioniques et électroniques menant à un régime luminescent homogène. La chronologie est a -> b -> c .

Au tout début du claquage (image a) les densités sont faibles, pas de charge d'espace donc il n'y a pas de déformation du champ. Ensuite (image b) il y a augmentation de la densité ionique, création d'une charge d'espace qui commence à retenir les électrons côté anodique et à déformer le champ. Puis (image c) il y a amplification de la charge d'espace, apparition d'une gaine cathodique et d'un plasma entre la gaine et l'anode avec un champ concentré dans la gaine. Il est assez commode de regarder ces figures en gardant en perspective l'équation de Poisson en 1D (équation 1.6) et en voyant la déformation du champ comme une conséquence de l'évolution des densités.

$$-\partial_x^2 V(x, t) = \partial_x E(x, t) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i(x, t) - n_e(x, t)) \quad (1.6)$$

En réalité, il existe un système d'équation auto-cohérent où les densités sont aussi couplées au champ par le terme de dérive dans les équations de continuité décrivant l'évolution des densités. La partie sur la modélisation abordera ces notions plus en détails.

Les configurations observées dans les trois cas peuvent, selon les conditions, correspondre au maximum de courant dans une décharge DC ou DBD. Dans les cas a) et b) il s'agirait d'un régime de décharge de Townsend tandis que le cas c) serait un régime de décharge luminescent.

Dans le cas d'un régime permanent, le principe de l'alternance des décharges est illustré sur la figure 1.27.

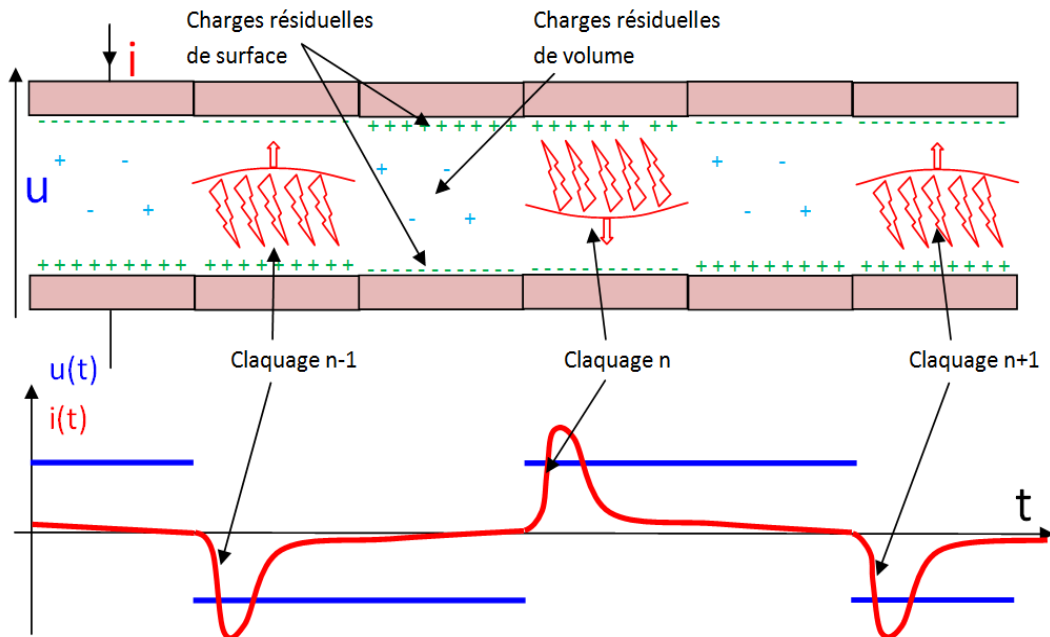


FIGURE 1.27 – Réponse qualitative en courant d'une DBD à un créneau de tension dans des conditions homogènes en régime permanent avec illustration des effets mémoires dus aux charges résiduelles.

Lors du premier claquage, les charges s'accumulent sur les diélectriques par transport le long de la direction axiale. Le champ généré par ces charges de surface augmente et s'oppose au champ extérieur appliqué jusqu'à le compenser significativement. La décharge s'éteint alors. Lors du basculement de la tension, les deux champs sont dans le même sens et la tension appliquée nécessaire au claquage est alors moins importante que pour le premier. Pendant le claquage, les charges produites viennent alors compenser les charges précédemment accumulées sur les surfaces. La charge surfacique devient nulle lorsque la tension appliquée est égale à la tension gaz. Ainsi de suite jusqu'à atteindre un régime permanent. Selon les conditions, des charges en volumes peuvent aussi être présentes et favoriser le claquage suivant au basculement de la tension.

Filamentaire stable classique

Les régimes filamentaires stables sont forcément issus de claquages Townsend. Chaque filament est localement équivalent à une décharge lumineuse.

La figure 1.28 montre une rangée de filaments vue de profil. La cellule utilisée possède deux électrodes en forme de fil collées sur un tube de verre et en vis-à-vis. Le détail sera donné dans les chapitres suivants.

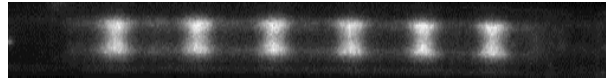


FIGURE 1.28 – Tube 1D (décrit chapitre 2). Vue transversale de filaments dans l'hélium à 47Torr, 2kHz et 500V.

La thèse de B. Bernecker [50] illustre la phénoménologie et les profils du champ et des densités dans l'axe de chaque filament et montre qu'ils sont semblables à ceux décrits pour une décharge lumineuse homogène. La différence provient du fait que les charges résiduelles finissent par se répartir de manière non uniforme en surface et en volume ce qui active les nouvelles décharges aux endroits où elles se sont accumulées à l'issue de la décharge précédente. La figure 1.29 illustre le phénomène.

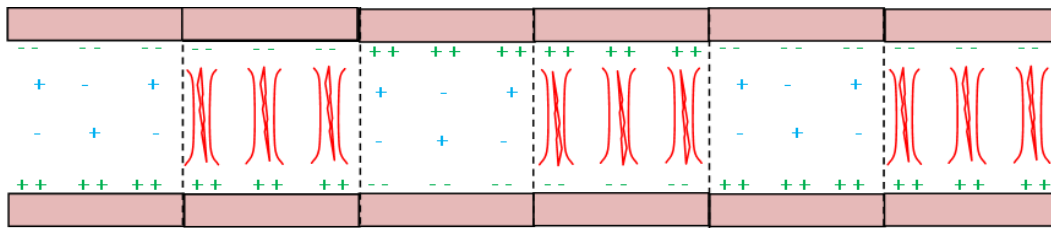


FIGURE 1.29 – Effet mémoire dans le cas d'un régime filamentaire dans les mêmes conditions d'alimentation que celles de la figure 1.27.

L'idée sous-jacente pour expliquer la stabilité de ce régime est qu'il existe une zone d'activation dans l'axe des filaments et une zone d'inhibition au voisinage proche de chaque filament. La taille relative de ces zones dépend des dérives et diffusions des particules pendant et entre les claquages et semble fixer la distance caractéristique entre deux filaments.

Parfois, lorsque la tension et la pression sont suffisantes, des décharges secondaires de type Townsend ou lumineuses postérieures au premier claquage ont lieu sur l'axe ou entre les filaments [51]. C'est aussi vrai pour le cas homogène avec des décharges secondaires homogènes. Ils sont détectables via l'imagerie optique ou les mesures de courant. Lorsque la pression est faible, ces décharges sont difficilement détectables et sont appelées décharges de Townsend sombres.

Filamentaire stable quinconce

La structure quinconce est un régime filamentaire. Les filaments se produisent à la même position pour les alternances de même signe et exactement aux positions médianes pour les alternances de signe contraire. La figure 1.30 présente une photographie transversale de filaments dans ce régime.



FIGURE 1.30 – Tube 1D. Régime filamentaire quinconce dans le néon à 50Torr, 30kHz et 150V. a) Période entière. b) Demi période 1. c) Demi période 2. [52].

Ce régime est à priori en contradiction avec l'explication du régime filamentaire classique. L'article de B. Bernecker [52] explique cette différence par la combinaison de deux choses.

La première est l'existence d'une décharge sombre de Townsend entre deux filaments, possible lorsque l'inhibition au voisinage des filaments principaux est faible. Bien que moins intense, cette décharge est plus longue dans le temps que la décharge lumineuse des filaments principaux et permet de transférer sur la surface une charge du même ordre que celle transférée dans l'axe des filaments principaux. Ceci supprime les inhomogénéités de surfaces après chaque claquage.

La deuxième raison est que la décharge de Townsend, de part sa durée d'existence plus importante, laisse des charges résiduelles en volume qui vont localement favoriser le claquage à la prochaine alternance. Les filaments de l'alternance suivante naissent donc dans les espaces laissés par les filaments de l'alternance précédente.

1.3.3 États dynamiques

Filament isolé

Les articles de I. Brauer [53] et J-P. Boeuf [54] montrent le comportement dynamique d'une paire de filaments. La figure 1.31 montre les résultats principaux.

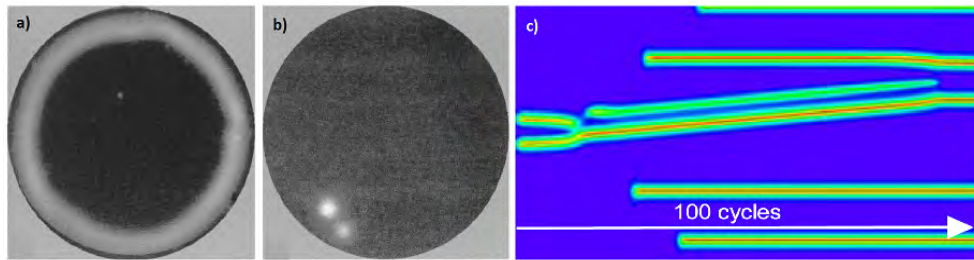


FIGURE 1.31 – Dynamique d'une paire de filaments. a) et b) Électrodes 2D. Image d'une paire de filaments intégrée dans le temps et à un instant donné. Le mouvement se fait dans le sens anti-horaire [53]. c) Résultat numérique 2D montrant le déplacement d'une paire [54].

La paire de filaments est décrite comme ayant une dynamique plus importante qu'un filament isolé. Le mouvement de la paire s'effectue vers la décharge de plus faible intensité. Comme dans le cas du régime quinconce, c'est la décharge sombre au voisinage du filament principal qui va induire la formation du filament principal suivant là où il y avait la décharge sombre à l'alternance d'avant. Sous réserve de leur existence, les décharges de Townsend aux voisinages des filaments sont alors responsables de leur position future, donc de leur mouvement.

Multipériodique

Dans certains cas, la décharge peut visuellement s'apparenter à une décharge de type quinconce comme illustré sur la figure 1.32.



FIGURE 1.32 – Régime filamentaire multipériodique dans le néon à 300Torr, 50kHz et 880V [52].

Analysée en détail grâce à une caméra rapide figure 1.33, cette structure est en fait un déplacement latéral synchronisé de filaments. Le retour à l'état initial se fait ici au bout de deux périodes du signal appliqué.

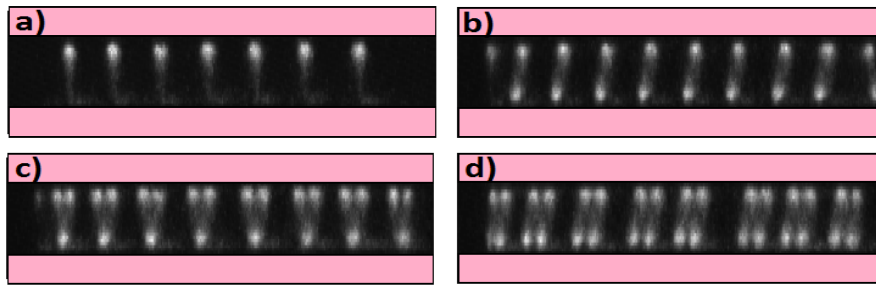


FIGURE 1.33 – Même régime filamentaire multipériodique avec des temps d'intégration de a) une demi période, b) deux demi périodes, c) trois demi périodes, d) quatre demi périodes [52].

Les filaments synchronisés se déplacent ici de droite à gauche. Des mouvements sur plusieurs demi périodes ont aussi été observés avec le modèle numérique. Cette observation mise en corrélation avec la phénoménologie du régime quinconce et l'étude du mouvement d'un filament laisse penser que cet état est du à l'effet de charges résiduelles en volume au voisinage gauche du filament.

Désordonné

Une décharge non uniforme n'a parfois pas de structure régulière dans le temps ou dans l'espace. C'est forcément le cas si le claquage est de type streamer. Lors d'un claquage de type Townsend, une dynamique de filaments faite de déplacements, séparations et fusions peut être observée comme illustré sur la figure 1.34. L'explication générale de cette dynamique peut être pensée comme une combinaison d'effets semblables à ceux détaillés précédemment.

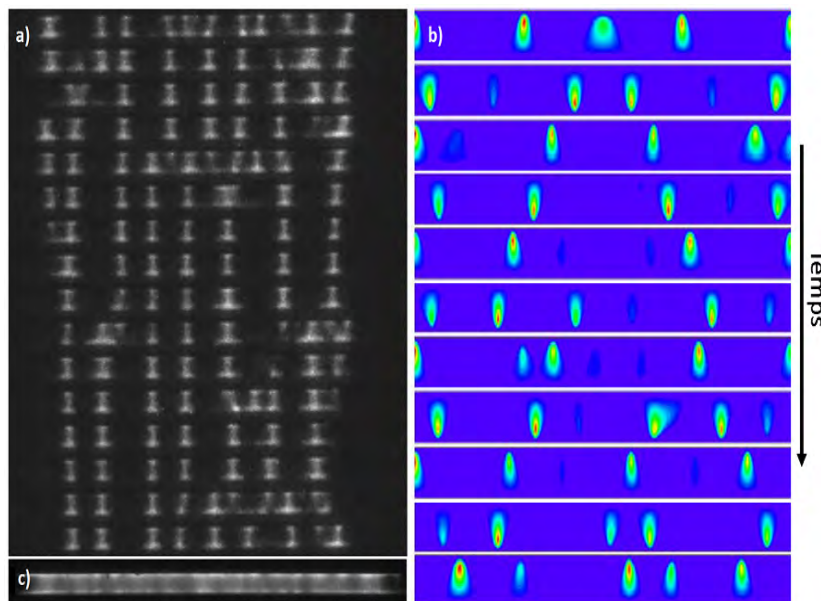


FIGURE 1.34 – Images successives d'une décharge DBD désordonnée [50]. a) Photos (période) dans l'argon 50Torr, 920V, 1kHz et 3mm de gap, b) Densité électronique (demi-période) du code 2D dans le néon à 200Torr, 1800V, 5kHz et 2mm de gap. c) Image intégrée sur 500ms.

1.3.4 Conditions initiales

La thèse de B. Bernecker [50] montre numériquement l'influence des conditions initiales sur l'état permanent. Les conditions initiales choisies sont des distributions spatiales de densités sous la forme de plusieurs gaussiennes différemment réparties sur la longueur de l'électrode. La figure 1.35 illustre les quatre profils de densité initiaux et l'état permanent final obtenu à chaque fois.

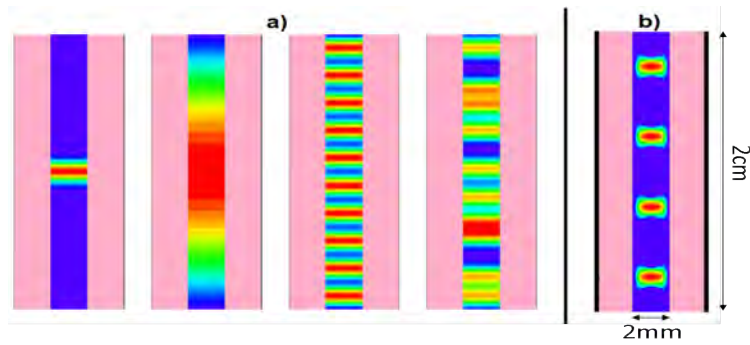


FIGURE 1.35 – Simulations numériques 2D pour différents profils de densité plasma initiaux dans le néon à 100Torr, 25kHz et 600V. a) États initiaux. b) État final. [50]

Numériquement, l'état final observé dépend ici seulement des conditions géométriques, de gaz et de tension appliquée. Le passé de la décharge n'intervient pas.

1.3.5 Géométrie

Origine spatiale des instabilités

Dans l'article de L. Stollenwerk [55], l'idée est d'observer l'évolution d'un pattern issu d'une DBD dans l'hélium. Un modèle 3D contenant des équations de transport avec une chimie minimale et un dispositif expérimental sont utilisés. La figure 1.36 montre l'évolution temporelle de la forme d'un pattern dans l'hélium.

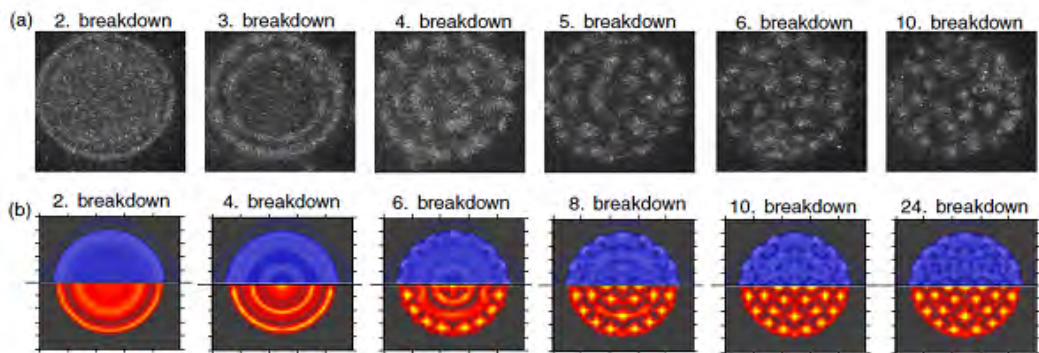


FIGURE 1.36 – Évolution temporelle de la forme d'un pattern dans l'hélium à 230Torr, 200kHz et $\approx 700V$. a) Résultat expérimental. b) Résultat numérique 3D. [55]

L'observation des images du modèle et de l'expérience montre qu'au bout de quelques dizaines de claquages, la décharge devient filamentaire. Pour des temps plus longs, la décharge filamentaire reste stable et de forme hexagonale identique aux dernières images. Sans se préoccuper de la stationnarité stricte du pattern, le point important est que les premières instabilités menant au régime filamentaire global proviennent des bords.

Remarque : Des modèles 2D contenant la même chimie avec des conditions aux limites périodiques permettent aussi d'observer des patterns. Il est alors légitime de penser que dans ce cas, l'origine des inhomogénéités nécessaires à la croissance de l'instabilité est probablement liée aux erreurs numériques d'arrondi.

Forme de l'électrode

Dans l'article [56], l'équipe de X. Duan étudie l'influence de la fréquence, de la tension appliquée et de la forme de l'électrode. La figure 1.37 montre l'influence de la forme de l'électrode sur la forme du pattern obtenue dans le néon.

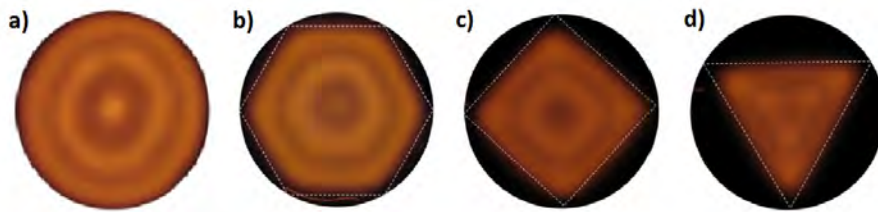


FIGURE 1.37 – Influence de la forme de l'électrode sur le pattern pour quatre géométries différentes dans le néon à 25 Torr, 10kHz et 150V. a) Cercle. b) Hexagone. c) Carré. d) Triangle. Le diamètre du cercle dans lequel toutes ces géométries sont inscrites est $\phi = 2\text{cm}$. [56]

L'observation de ces images permet de constater que la forme de l'électrode a une influence sur la forme du pattern. Près des bords, la distorsion du champ électrique est importante et affecte la forme prise par le pattern. Celui-ci se forme alors avec une structure identique à celle de l'électrode.

Remarque : Dans ces conditions d'étude, la taille caractéristique du pattern est voisine de celle de l'électrode et il semble que l'effet du bord soit effectif sur toute la surface de la décharge.

Taille de l'électrode

L'article de L. Dong [57], montre les corrélations d'intensité lumineuse dans l'espace et le temps associées aux patterns en forme de spirale et d'anneaux concentriques. Une partie de l'article s'intéresse à l'influence de la taille de l'électrode sur le pattern observé. La figure 1.38 montre l'influence de la taille de l'électrode sur le pattern obtenu dans l'argon et le graphique figure 1.39 présente l'influence de la taille des électrodes sur le pas des anneaux.

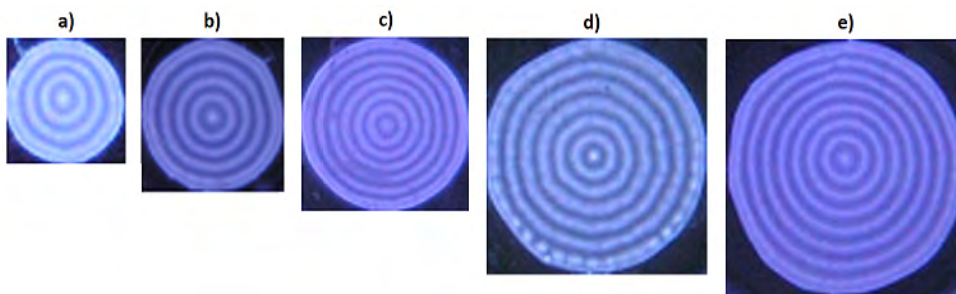


FIGURE 1.38 – Influence de la taille d'une électrode circulaire sur le pattern dans l'argon à 760 Torr, 57kHz et 8.6kV. La taille relative des images est approximative. a) $\phi = 3\text{cm}$. b) $\phi = 4\text{cm}$. c) $\phi = 4.5\text{cm}$. d) $\phi = 5.5\text{cm}$. e) $\phi = 6\text{cm}$. [57]

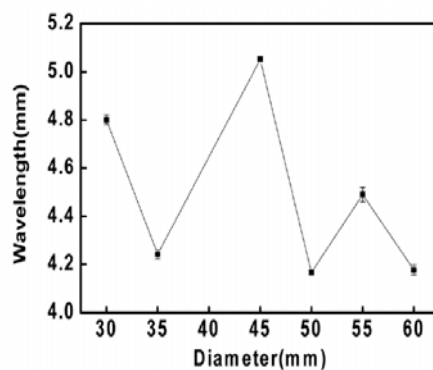


FIGURE 1.39 – Influence de la taille d'une électrode circulaire sur le pas des anneaux concentriques. [57]

La forme du pattern circulaire est conservée lorsque la taille de l'électrode est augmentée. Le nombre d'anneaux concentriques observé est plus grand lorsque la taille de l'électrode augmente.

Le premier anneau au bord et le point central sont toujours des zones de décharge. Les variations de la distance caractéristique entre deux anneaux pour deux tailles consécutives d'électrodes diminuent avec les grandes tailles d'électrodes.

Remarque : Il semble que le nombre d'anneaux visibles soit déterminé par un compromis entre le pas naturel du pattern sans bords (distance inter anneaux \ll diamètre électrode), l'espace disponible et la marge de manœuvre permettant un léger rapprochement ou éloignement des anneaux par rapport au pas naturel. Ici, le fait d'avoir de grandes électrodes permet à la décharge de s'organiser d'une manière plus naturelle et proche du cas sans bords ce qui explique que les fluctuations de pas soient plus faibles pour les grandes tailles d'électrodes.

Taille du gap

L'article [58] de l'équipe de D. G. Boyers montre l'influence de la variation du gap dans une DBD d'hélium en signal carré et à la pression atmosphérique. La figure 1.40 illustre un cas où la distance inter-électrode varie.

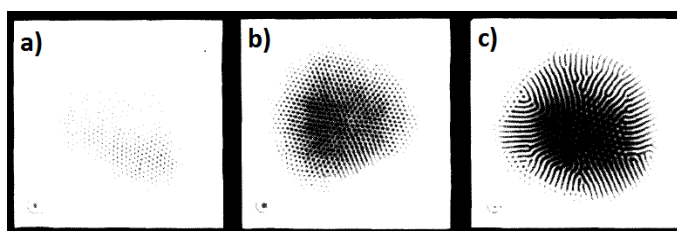


FIGURE 1.40 – Influence du gap dans l'hélium avec impuretés d'air entre deux électrodes de diamètre 11mm séparées de a) 40 μ m, b) 55 μ m c), 60 μ m, à 760Torr, 125kHz. [58]

L'observation des images montre que dans des conditions similaires, l'augmentation du gap augmente aussi la taille des filaments. Par contre, il est difficile de conclure sur un éventuel changement dans la distance inter-filaments. Ici, le gap est seulement augmenté d'un facteur 1.5 ce qui est sans doute peu pour observer des effets marqués.

L'article [59] de l'équipe de I. Radu, étend cette étude à d'autres gaz. Les images de la figure 1.41 montrent également que la taille caractéristique d'un pattern est une grandeur qui évolue dans le même sens que la taille du gap. Ici la taille du gap est augmentée d'un facteur cinq.

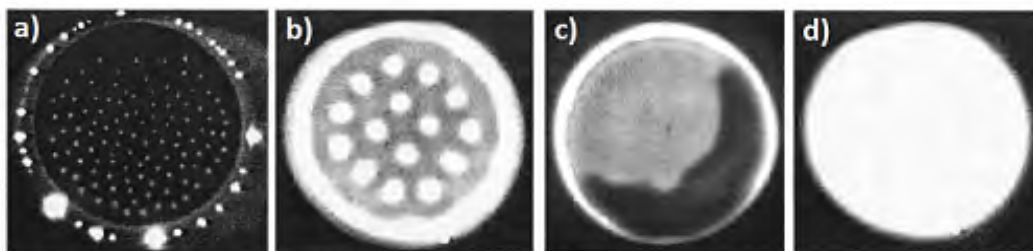


FIGURE 1.41 – Influence du gap dans le néon avec impuretés d'air entre deux électrodes de diamètre 25.4mm séparées de a) 0.1mm, b) 0.3mm c), 0.5mm, d) 0.7mm, à 760Torr, 10kHz et 540V/m [59].

Les filaments sont plus gros et plus espacés lorsque le gap augmente dans le néon. L'article montre aussi le résultat de l'effet du gap dans l'hélium, l'argon et le krypton mais l'effet y est moins marqué voire absent.

1.3.6 Charges mémoire

Dans l'article [60], l'équipe de S-W. Xu s'intéresse aux effets des charges résiduelles en surface et en volume, de la tension et de la fréquence sur la formation d'une structure filamentaire dans

une décharge DBD luminescente à 23 Torr dans le néon. Cette étude porte sur quelques dizaines de claquages. Un modèle fluide à deux dimensions est utilisé et un parallèle avec les mécanismes activateurs et inhibiteurs est en permanence effectué. Les figures 1.42 et 1.43 présentent les principaux résultats. De haut en bas, il s'agit de l'évolution temporelle de la décharge après un certain nombre de claquages. De gauche à droite, les trois colonnes représentent les charges de surface, les électrons en volume et les ions en volume.

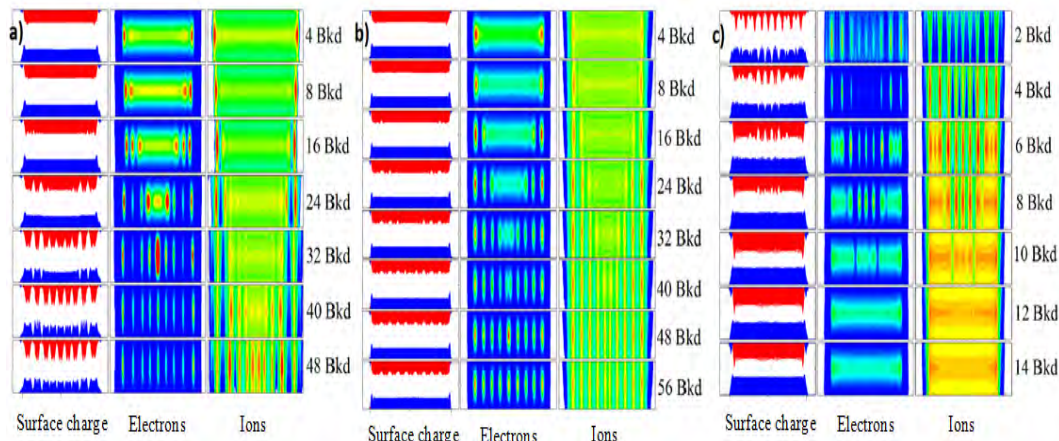


FIGURE 1.42 – Distributions des particules chargées dans le néon à 23Torr, 165V et 100kHz. a) Décharge en évolution libre. b) Charges de surface uniformisées au début de chaque claquage. c) Charges de volume uniformisées au début de chaque claquage avec l'état a) pris comme état initial [60].

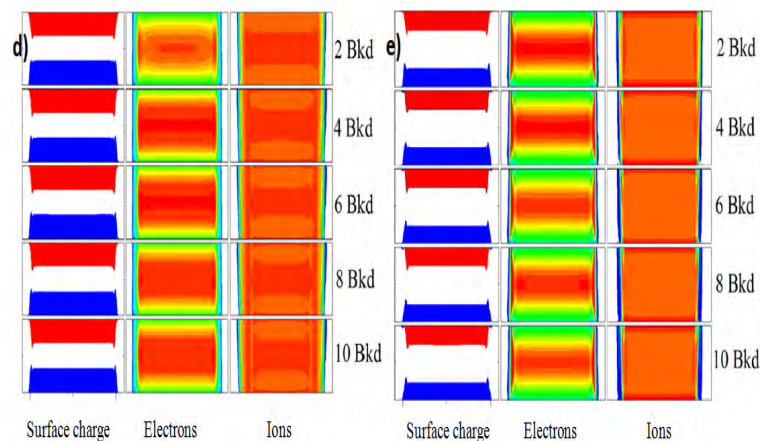


FIGURE 1.43 – Distributions des particules chargées en évolution libre dans le néon à 23Torr. d) 220V et 100kHz. e) 165V et 50kHz [60].

L'idée de l'article est de dire qu'il existe un mécanisme d'amplification des inhomogénéités sensible aux écarts dans la distribution des charges résiduelles au moment du claquage et un mécanisme de réduction des inhomogénéités lié à la diffusion latérale des particules chargées en volume. La contribution plus ou moins efficace de ces deux mécanismes est pilotée par l'amplitude et la fréquence de la tension appliquée. Selon le cas, cela donne une décharge filamentaire ou homogène.

La figure 1.42 montre que dans des conditions où un pattern se forme spontanément, seule une action d'homogénéisation en volume avant chaque claquage permet de revenir à une décharge homogène. La formation du pattern dépend donc fortement des charges résiduelles en volume. L'inhomogénéité des charges de surface est alors une conséquence de l'inhomogénéité de la décharge en volume.

La figure 1.43, en comparaison avec la figure 1.42, montre qu'augmenter la tension réduit le

mécanisme d'activation-inhibition autour de chaque filament et aboutit à une décharge homogène et réduire la fréquence laisse le temps à la diffusion des particules de se faire entre deux claquage et ne permet pas de conserver l'inhomogénéité de volume et aboutit à une décharge homogène (figure 1.43).

Une décharge homogène nécessite une distribution de charges résiduelles en volume homogène donc doit se faire à "basse fréquence" pour favoriser la diffusion et à "haute tension" pour diminuer le mécanisme activation-inhibition. Le passage au régime filamentaire se fait par une augmentation de la fréquence et une diminution de la tension.

1.3.7 Diagrammes de phases

L'article [61] écrit par l'équipe de W. Breazeal s'intéresse expérimentalement à l'influence de la variation des paramètres de contrôle sur les patterns obtenus dans une DBD d'hélium. Dans un premier temps, la composition du gaz, la pression et la géométrie de l'électrode sont fixées pour étudier l'influence de la tension et de la fréquence. Les résultats sont donnés figure 1.44 dans deux diagrammes de phases à deux dimensions.

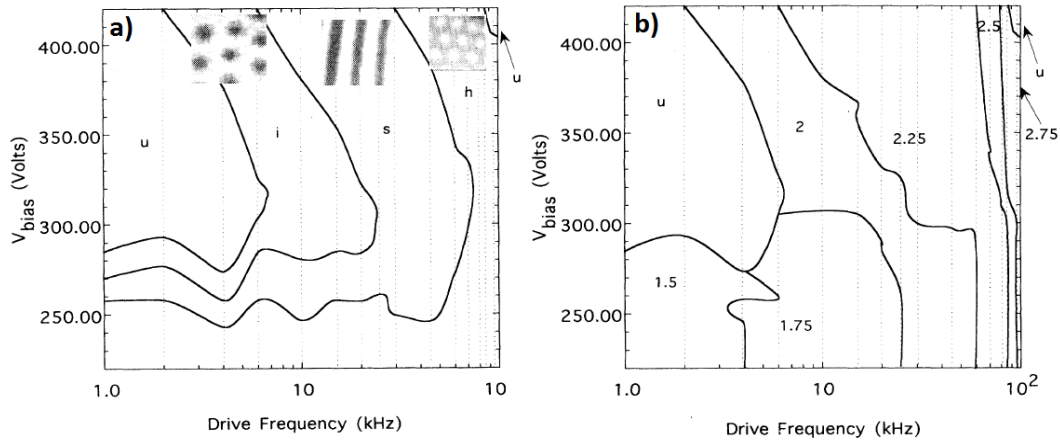


FIGURE 1.44 – Diagrammes tension fréquence dans l'hélium à 700Torr et avec un gap de 125 μm . a) Symétrie du pattern (u : uniforme, i : hexagonal inversé, s : stripes, h : réseau hexagonal de points) .b) Inverse de la longueur d'onde du pattern en mm^{-1} [61].

La première analyse porte sur le premier diagramme de la figure 1.44. Tout déplacement en fréquence ou en tension depuis une zone uniforme vers une zone de type "stripes" passe nécessairement par une structure hexagonale. Ceci est même valable en dehors du diagramme présenté, à haute tension.

La deuxième étude porte sur le deuxième diagramme. Les facteurs "temps de transit de l'avalanche sur le gap d " et "temps entre deux pulses de courant $1/f$ " sont essentiels dans la taille caractéristique du pattern. Plus le temps de transit est long, plus la décharge va s'étaler. Réduire la tension ou augmenter le gap provoque alors un étalement plus important et une augmentation de la longueur d'onde du pattern. D'autre part, plus le temps entre deux décharges est long, plus la décharge s'étale également. Réduire la fréquence du signal appliqué laisse le temps aux inhomogénéités de surface de s'étaler et l'amorçage des décharges suivantes se fait donc sur des surfaces plus importantes. La longueur d'onde du pattern augmente.

Le dernier point concerne l'influence de l'ajout d'impuretés d'eau dans la décharge. A partir de 0.57% d'impuretés, le pattern hexagonal est moins dense. Si la concentration augmente encore, des lacunes apparaissent dans le pattern et sont proportionnelles à la concentration. Si la concentration devient trop importante, l'espacement des filaments devient moins sensible à la

fréquence du signal appliqué. Un effet dû à la formation d'ions lourds négatifs par attachement électronique pourrait en être la cause.

1.3.8 Espèces excitées

Dans des conditions expérimentales données, la nature de l'atmosphère gazeuse et le passé de la décharge sont déterminants pour son évolution future. Les espèces et les réactions chimiques identifiées, souvent de l'ordre de quelques dizaines, ont des cinétiques variées mais souvent méconnues. Les articles de F. Massines [17, 18, 62, 63], T. Martens [64], Y. Wang [65], Z. Navratil [66], et R. Brandenburg [67] proposent des explications sur les mécanismes essentiels qui font qu'un claquage à la pression atmosphérique est de type Townsend ou de type streamer. Cette partie approfondit l'étude sur le claquage dans un gaz en ajoutant les effets des diélectriques et de la nature des espèces excitées.

Charges mémoire

L'observation du courant lors des premières alternances de tension après l'allumage d'une DBD montre que le régime permanent en courant met quelques alternances à s'établir (figure 1.45). Cet effet mémoire est une conséquence de la rémanence d'espèces créées d'une décharge à l'autre.

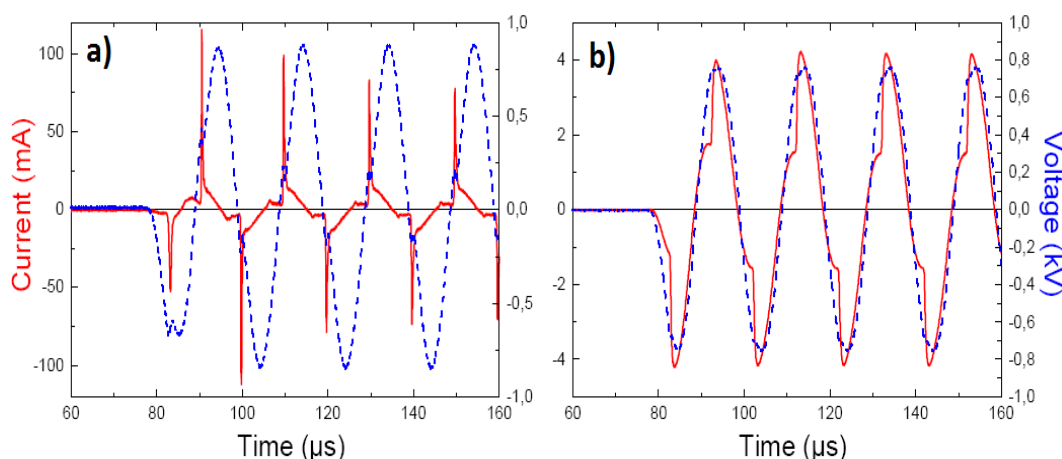


FIGURE 1.45 – Évolution du courant lors de l'allumage dans un mélange Hélium-Azote. Surface électrode 10cm^2 . a) Sans limitation en courant, b) avec limitation en courant. [62]

En Surface : Les électrons accumulés en surface lors de la décharge précédente sont plus facilement extractibles que ceux liés aux atomes du diélectrique (figure 1.46). Au début de la décharge, tant qu'il y a des électrons sur les surfaces, le coefficient d'émission secondaire effectif est supérieur au coefficient d'émission secondaire du diélectrique vierge. Cet effet est possible seulement si les surfaces sont des diélectriques.

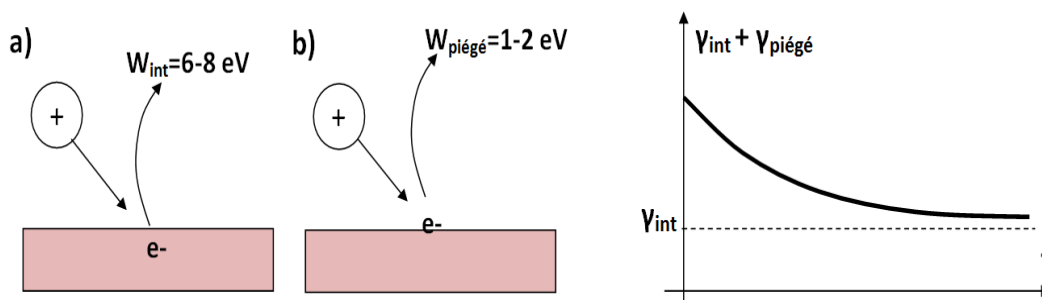


FIGURE 1.46 – Travail d'extraction d'un électron a) intrinsèque au diélectrique et d'un électron b) piégé en surface et conséquence sur le coefficient d'émission secondaire γ si la surface est initialement chargée.

En volume : Lorsque le claquage aboutit à la formation d'un plasma (régime luminescent atteint) et que la fréquence d'excitation est suffisante, le flux d'ions sur la cathode au moment du claquage suivant est toujours significatif et permet d'extraire des électrons de surface lorsque le champ appliqué est encore petit. Des métastables peuvent aussi jouer ce rôle si leur durée de vie est suffisante pour qu'ils soient encore présents en volume lors de l'amorçage de la décharge suivante.

Ces effets portent majoritairement sur l'émission secondaire d'électrons. Ces électrons permettent de générer des avalanches électroniques à bas champ ce qui favorise un claquage de type Townsend au détriment d'un claquage streamer.

Métastables des gaz rares

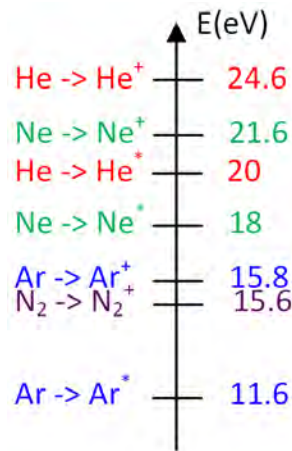


FIGURE 1.47 – Énergies indicatives des principaux états excités pour les décharges dans les gaz rares. La valeur de l'énergie des métastables est celle du niveau de plus basse énergie.

Les métastables d'un gaz ont des niveaux de plus basse énergie que l'énergie d'ionisation et sont donc présents en quantités non négligeables au sein des décharges. Dans les gaz rares sans impuretés, les métastables ralentissent l'ionisation au moment de l'avalanche. Les électrons vont perdre leur énergie cinétique en excitant des métastables au lieu de créer les paires électrons-ions.

Impuretés et effet Penning

La première avalanche électronique crée des métastables en volume. Dans les cas où le gaz majoritaire est le néon ou l'hélium, les métastables produisent des paires électrons-ions en volume par ionisation Penning [68] des impuretés de diazote (effet traduit par un ajout d'argon figure 1.47). Ces électrons créés contribuent à l'avalanche mais avec un certain retard comparé à une ionisation directe. La contribution de l'effet Penning est surtout importante à bas champ lorsque les neutres du néon ou de l'hélium sont excités préférentiellement sur des états métastables et pas sous forme d'ions.

En petite quantité d'impuretés, l'effet Penning favorise l'ionisation à bas champ comme illustré figure 1.48. Ici, l'ajout d'argon en petite quantité a le même effet sur le coefficient d'ionisation que des impuretés de diazote (ou autres composés moléculaires) ionisées par les métastables de l'hélium dans l'hélium. Dans le cas où le taux d'impuretés devient trop important, les métastables sont directement neutralisés par effet Penning et ne jouent plus leur rôle de source à retardement de particules chargées ni éventuellement leur rôle d'extraction d'électrons en surface. L'ionisation se produit donc à plus fort champ et le claquage streamer devient plus probable comme l'illustre la flèche rouge.

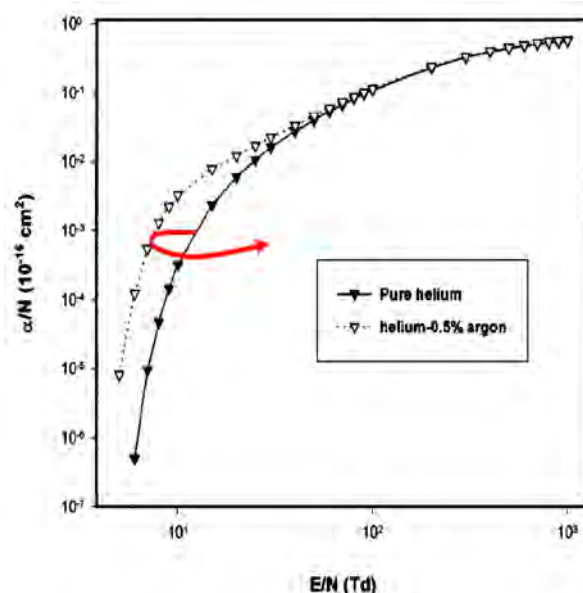


FIGURE 1.48 – Coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique dans l'hélium avec 0.5% d'argon [63]. La flèche rouge (non présente dans l'image d'origine) est représentative de l'évolution de la caractéristique si la quantité d'impuretés augmente.

1.3.9 Bilan

Même si elle ne concerne pas directement les phénomènes d'auto-organisation dans les décharges luminescentes, l'analyse précédente permet de dégager quelques idées clés.

Un claquage de townsend est favorisé si le claquage est lent et se fait à bas champ. Ces conditions sont favorisées par une émission d'électrons de surface amplifiée au début du claquage. Cet effet est rendu possible par l'accumulation de charges issues de la décharge précédente sur les diélectriques (γ plus grand) combiné à un flux d'espèces lourdes (ions résiduels ou métastables à longue durée de vie) plus important sur la surface. D'autre part, un processus d'ionisation par étapes et une diminution de la tension de claquage peut aussi le favoriser. Il est rendu possible en combinant l'effet Penning et une quantité modérée d'impuretés et de métastables d'énergies supérieures au seuil d'ionisation des impuretés.

1.4 Problématique

Comme explicité précédemment, les régimes filamentaires de type streamer et de type luminescent sont par nature différents et totalement incomparables. Les régimes homogènes de Townsend et luminescents sont aussi différents sur de nombreux points. Au laboratoire, les codes numériques utilisés pour décrire les DBD utilisent des modèles de décharges basés sur le mécanisme de claquage de Townsend. En ce sens, cette thèse porte sur l'auto-organisation dans les DBD issues de claquages Townsend, plus précisément sur les liens éventuels existants entre les différents blocs représentés en rose sur le schéma 1.49 et pouvant mener à un régime filamentaire luminescent ou mixte (Townsend + luminescent). Les streamers ne seront pas étudiés.

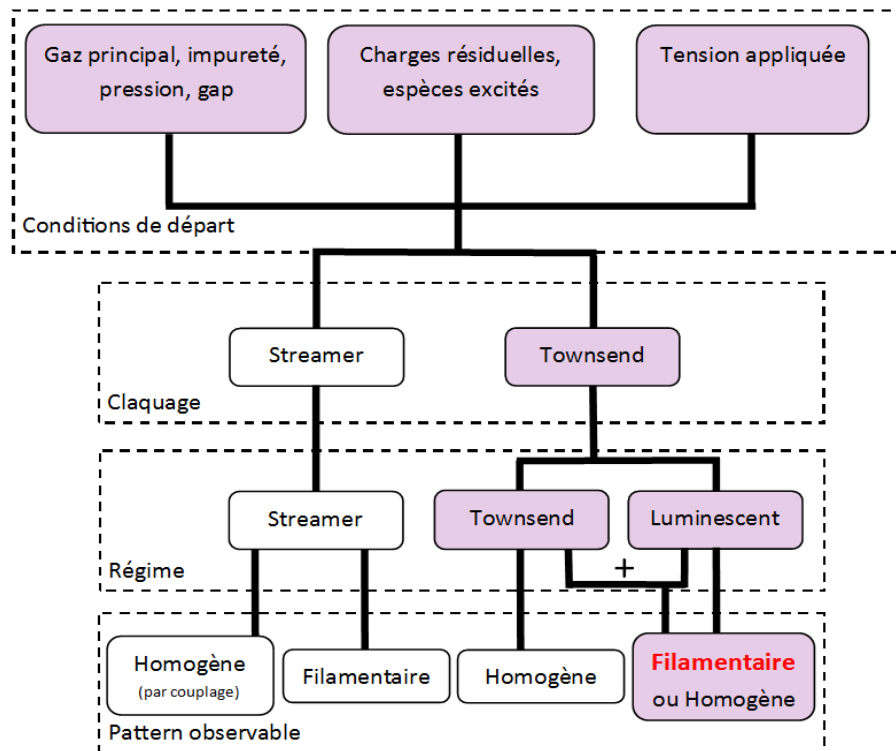


FIGURE 1.49 – Schéma bloc des différents modes de décharges et patterns observables.

La diversité des structures organisées observées, le nombre important de paramètres de contrôle et la physique sous-jacente sont le reflet d'une complexité certaine. Un changement minime des conditions expérimentales peut suffire à :

- 1 - passer d'une décharge homogène à une décharge filamentaire, ce qui traduit l'apparition d'une auto-organisation via l'émergence d'une instabilité.
- 2 - passer d'un pattern à un autre, ce qui traduit l'existence de plusieurs modes d'auto-organisation.

Cette thèse propose de reformuler les deux remarques précédentes en deux questions, de décrire les méthodes utilisées pour y répondre et de présenter les résultats obtenus :

- 1 - Qu'est-ce qui gouverne la **stabilité** propre d'une décharge luminescente ?
- 2 - Qu'est ce qui gouverne la **dynamique** et/ou la **forme du pattern** obtenu ?

Les chapitres 2 et 3 qui suivent décrivent les moyens utilisés. Le chapitre 4 étudie majoritairement les effets de la géométrie et le chapitre 5 s'intéresse au rôle joué par les impuretés.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est un élément essentiel dans l'étude et l'observation des phénomènes d'auto-organisation dans les plasmas issus de décharges lumineuses. La plupart des équipes qui s'intéressent au sujet utilisent un dispositif similaire à celui présenté ici. L'idée de ce chapitre est de détailler la disposition et le matériel utilisé pour alimenter, contrôler et faire des mesures expérimentales sur une DBD dans différents gaz ou mélanges de gaz. Comme les problèmes expérimentaux, qu'ils soient minimes ou pas, sont souvent chronophages, les parties où des difficultés ont été rencontrées sont plus détaillées pour éviter de futurs blocages.

Les premières pages de ce chapitre montrent une vue d'ensemble du dispositif. La deuxième partie détaille la structure des différentes cellules de décharge utilisées. Les parties 3 et 4 détaillent l'instrumentation utilisée pour le contrôle et les mesures sur les circuits de gaz et électriques. La cinquième partie décrit l'instrumentation de mesure optique utilisée.

2.1 Vue d'ensemble

La photographie figure 2.1 montre le dispositif utilisé pour la plupart des expériences. L'ensemble des appareils concernant l'alimentation et les mesures électriques est associé à la couleur rouge. Pour le gaz, il s'agit de la couleur bleue, pour l'optique le vert et la cellule de décharge est encadrée en jaune. Une partie de l'appareillage utilisé n'apparaît pas sur la photo. Cela concerne le contrôle du débit de gaz, le contrôle de la caméra et la mesure du courant de décharge. Plus de détails sur ces instruments seront donnés dans la suite du chapitre.

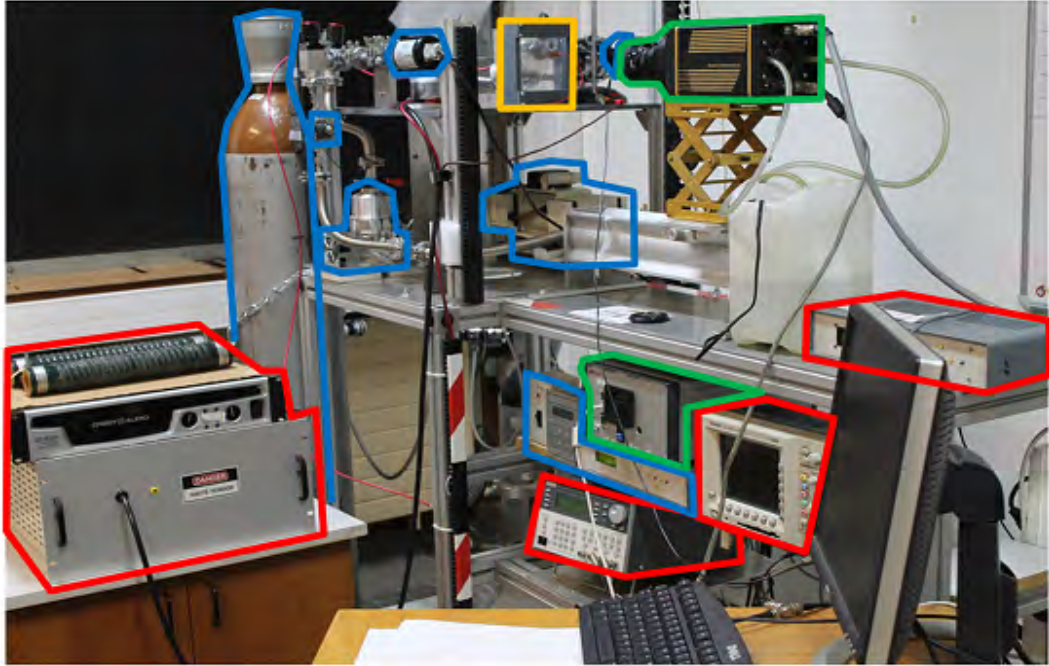


FIGURE 2.1 – Photographie d'ensemble du dispositif expérimental.

Le schéma bloc figure 2.2 s'associe au code couleur de la photo et permet de faire figurer et de nommer l'ensemble des éléments de mesure ou d'alimentation du dispositif.

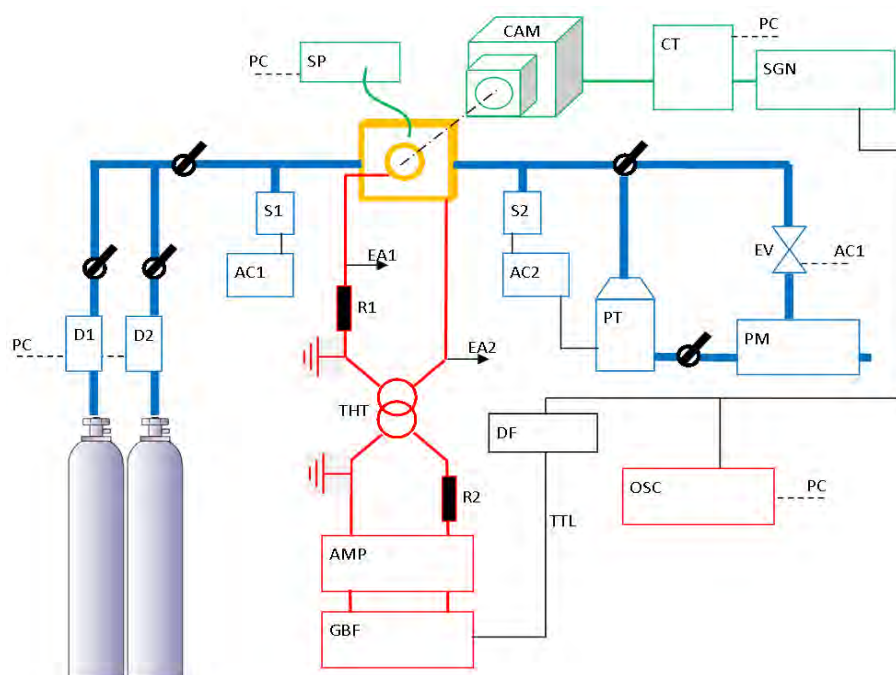


FIGURE 2.2 – Schéma d'ensemble du dispositif expérimental.

Dans un souci de lisibilité, le nom des instruments a été abrégé et la correspondance se trouve dans le tableau 2.1. Les traits noirs pleins représentent des liaisons électriques entre appareils. Les traits noirs en pointillés représentent des liaisons non représentées sur le schéma. La plupart sont des connexions avec le PC. Les mesures de tensions sont faites à l'oscilloscope par l'intermédiaire de sondes haute tension et représentées par les flèches noires *EA1* et *EA2*. Les vannes manuelles associées au circuit de gaz sont représentées en noir par des robinets.

Les mesure faites sur le dispositif concernent surtout l'observation de patterns dans la cellule de décharge. Les effets d'hystérésis accompagnés du contrôle limité de l'atmosphère gazeuse sont la source d'incertitudes principale et priment totalement sur les autres incertitudes comme les valeurs mesurées à l'oscilloscope, les débits ou les pressions mesurées. En ce sens, la discussions sur les incertitudes de mesure liées à ce dispositif sont reportées au chapitre 4.

D1	Débit-mètre 1
D2	Débit-mètre 2
S1	Capteur de pression 1000 Torr
S2	Jauge à vide
AC1	Afficheur-Contrôleur 1
AC2	Afficheur-Contrôleur 2
EV	Electrovanne
PT	Pompe Turbo
PM	Pompe sèche à membrane
R1	Résistor 1000 Ohm
R2	Résistor 7 Ohm (continu)
THT	Transformateur haute tension
AMP	Amplificateur Audio
GBF	Générateur de signaux
DF	Diviseur de fréquence
OSC	Oscilloscope
SP	Spectromètre
CAM	Caméra rapide
CT	Contrôleur caméra
SGN	Générateur de signaux TTL

TABLE 2.1 – *Détail des abréviations de la figure 2.2.*

2.2 Cellules de décharge

2.2.1 Cellules fermées

Les cellules fermées sont réalisées à partir d'une enceinte de verre ou de quartz et reliées en interne au circuit de pression via les prises standard *DN16*. Elle sont faites pour une utilisation sur le dispositif décrit figure 2.1. Les électrodes sont apposées à l'extérieur de la cellule et sont directement en contact avec l'air ambiant. Le tableau 2.2 indique les dimensions de la cellule et des électrodes. En dehors des impuretés présentes naturellement dans les bouteilles du commerce, des dégazages internes et permanents polluent l'environnement de la décharge, changent ses propriétés et tuent la reproductibilité des résultats. L'avantage lié à l'utilisation des cellules fermées est d'avoir un meilleur contrôle des impuretés présentes dans le circuit de gaz en réduisant :

- le volume de l'enceinte. Cela permet de pomper plus rapidement à un vide plus poussé. Cette étape est nécessaire lors du nettoyage de l'enceinte après une remise à l'air.

- la surface interne de l'enceinte. Les dégazages sont alors moins nombreux.
- à zéro le nombre de fils, de morceaux de scotch, de colles et autres composés plastiques présents à l'intérieur. Le gaz est, aux joints toriques près, seulement en contact avec de l'inox et du verre.

Géométrie - Taille(mm)	Diélectrique 1	Gap	Diélectrique 2	Dimension électrode
1D (tube verre)	1.5	3	1.5	$L \times l = 1 \times 70$
2D (quartz)	4	3	4	$\phi = 50$

TABLE 2.2 – Dimensions caractéristiques des cellules fermées 1D et 2D.

Par contre, les inconvénients associés à ces géométries fermées font qu'il est impossible de :

- travailler avec des surfaces d'électrodes trop grandes, des formes trop exotiques ou des épaisseurs de verre trop petites. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas où la pression à l'intérieur de la cellule est basse comme par exemple lors du nettoyage en vide secondaire. Dans ce cas, la pression extérieure exerce des contraintes importantes sur le verre et peuvent la fracturer ou la faire implorer.
- utiliser des tensions basses (quelques centaines de volts). Pour des raisons mécaniques, les diélectriques sont épais. Or, pour avoir une même tension aux bornes du gaz, des diélectriques plus épais imposent d'appliquer une tension plus importante.
- modifier la taille du gap. Pour jouer sur ce paramètre, il serait nécessaire d'avoir plusieurs cellules avec des gaps différents. Le changement de cellule impose une remise à l'air du dispositif.

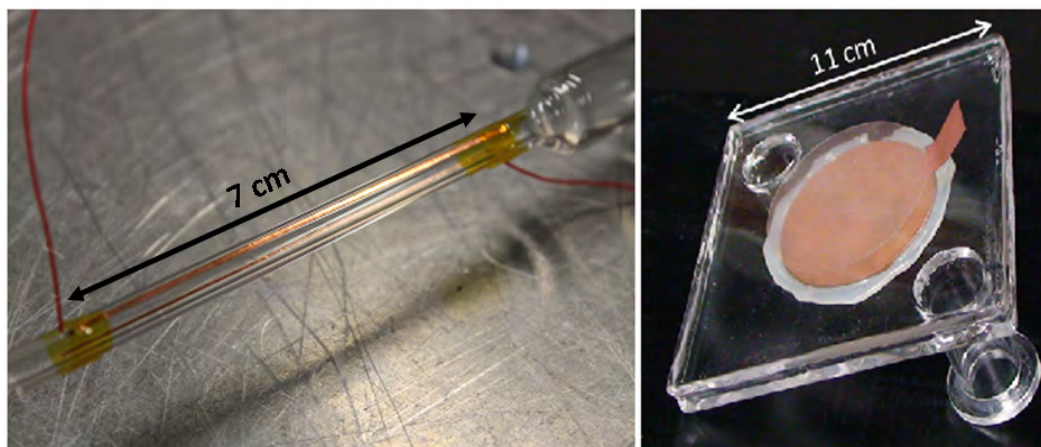


FIGURE 2.3 – Cellules fermées utilisées. a) Électrodes linéaires 1D en cuivre sur tube de verre. b) Électrodes souples et quasi-transparentes en forme de disque 2D sur parallélépipède de quartz.

2.2.2 Cellules ouvertes

Les cellules ouvertes sont de la même constitution que les précédentes, seulement ici tout l'espace inter-électrodes communique avec l'atmosphère extérieure à la cellule. Si les conditions de travail sont différentes de l'air à la pression atmosphérique, elles doivent être utilisées dans une enceinte fermée. L'enceinte métallique utilisée et présentée figure 2.4 présente certains avantages car il est facilement possible de :

- modifier le gap. Le gap est réalisé avec des cales calibrées réparties autour de la zone de décharge et en contact avec les diélectriques. Cela implique cependant une remise à l'air.
- modifier la taille des diélectriques. L'épaisseur dépend du nombre de lamelles de verre empilées. Les lamelles extérieures sont celles qui accueillent les électrodes.

- modifier la taille ou la forme des électrodes. Les plaques de verre sont suffisamment grandes pour pouvoir changer la taille des électrodes.

Par contre, le contrôle de l'atmosphère gazeuse est moins bon. Les dégazages permanents et les claquages parasites sur les composés plastiques génèrent facilement une quantité de l'ordre de quelques dizaines de ppm d'impuretés en volume. La fraction d'impuretés est d'autant plus importante que la pression de travail est basse. Les conséquences sont que :

- la nature et la quantité des impuretés introduites par le dégazage et par les claquages parasites ne sont pas connues.

- tout problème demandant une mise à l'air entraîne une consommation de gaz importante car le volume de l'enceinte est de l'ordre de vingt litres.

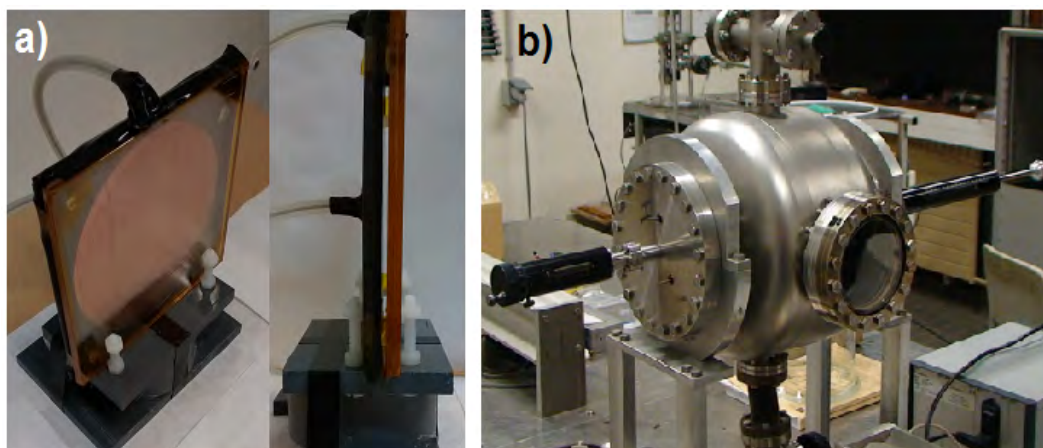


FIGURE 2.4 – a) Cellule ouverte utilisée. Ici, électrodes 2D circulaires planes $\phi = 120\text{mm}$ et b) enceinte métallique.

2.3 Circuit de gaz

2.3.1 Description globale

L'image 2.5 montre une vue de l'arrière du dispositif expérimental. En suivant le trajet du gaz, de la bouteille jusqu'à son extraction dans l'air ambiant de la pièce par la pompe primaire, l'image permet d'identifier :

- les bouteilles de gaz comprimé (1).
- les raccords souples reliant les bouteilles de gaz comprimé aux débit-mètres.
- les débit-mètres (2).
- les vannes manuelles en aval des débit-mètres (3).
- les robinets d'isolation de la cellule (4).
- les capteurs de pression (5).
- la cellule de décharge (6).
- les raccords rigides reliant les vannes manuelles aux vannes d'isolation de la cellule.
- les raccords souples en inox $DN16$ reliant la cellule au reste du circuit de gaz.
- la pompe turbo (7).
- la pompe à vide primaire (8).

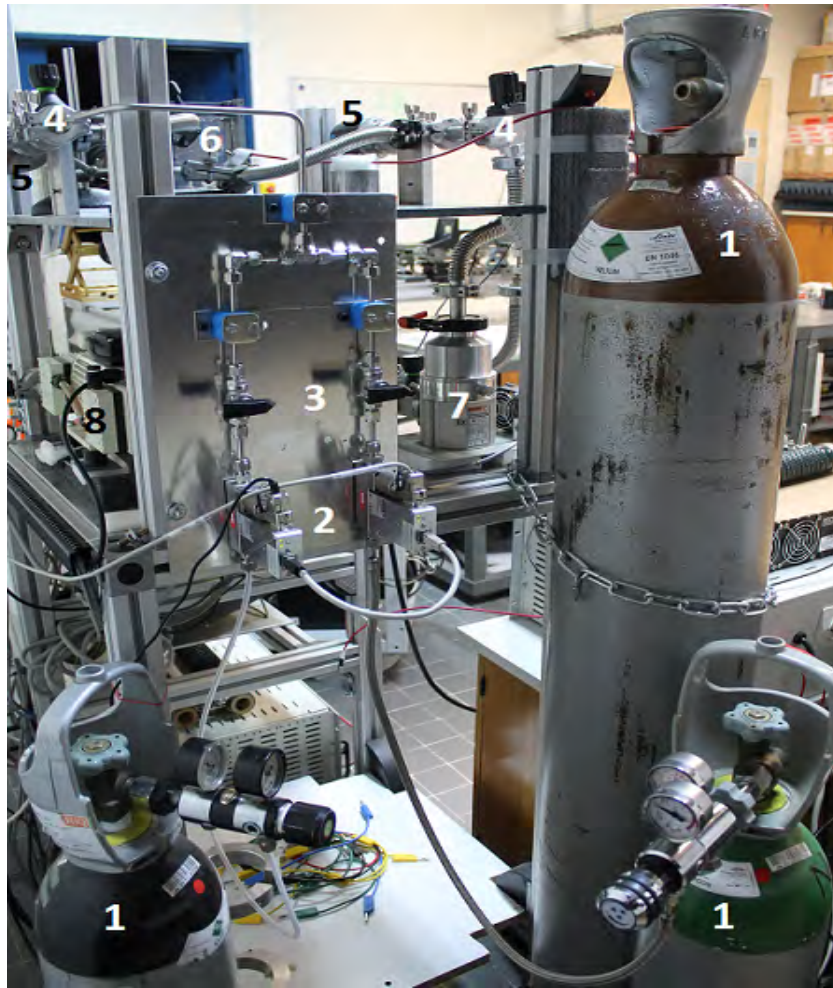


FIGURE 2.5 – Photographie du circuit de gaz.

2.3.2 Instrumentation, mesures, limites

Gaz

Les gaz utilisés sont l'hélium, le néon, l'argon et l'azote. Ils sont stockés dans des bouteilles d'air comprimé fournies par *Linde*TM pour l'hélium, l'argon et l'azote et par *AirLiquide*TM pour le néon. La photographie 2.6 montre le contenu des étiquettes présentes sur les bouteilles.



FIGURE 2.6 – Gaz utilisés.

Ces gaz sont fabriqués industriellement et ne sont pas totalement purs. Les impuretés résiduelles présentes sont des conséquences des procédés de fabrication des gaz. Elles sont détaillées dans le tableau 2.3. Selon l'application souhaitée, la nature et la quantité d'impuretés peuvent changer.

Type Gaz	Impuretés présentes (ppm)
Hélium 5.0	O ₂ <2, N ₂ <5, H ₂ O<3, CnHm<0.5
Néon N40	He<8, O ₂ <1, N ₂ <2, H ₂ O<3, H ₂ <1
Argon 5.0	O ₂ <2, N ₂ <5, H ₂ O<3, CnHm<0.5
Azote 5.0	O ₂ <5, H ₂ O<5, CnHm<0.2

TABLE 2.3 – Nature et quantités des impuretés présentes dans les gaz utilisés expérimentalement.

Remarque : A cause des impuretés contenues dans les bouteilles, de celles liées aux dégazages provenant des surfaces internes et des imperfections du dispositif, les expériences faites dans un gaz dit "pur" ne le sont pas strictement. Un des moyens de limiter l'effet des impuretés à celles présentes dans les bouteilles est de travailler en flux ou de remplir de gaz "frais" l'enceinte avant chaque mesure.

Contrôle du débit

Le débit des gaz injectés est contrôlé par deux débit-mètres *Bronkhorst*TM. Le débit est contrôlé via l'ordinateur et le logiciel associé. Voir image 2.7.

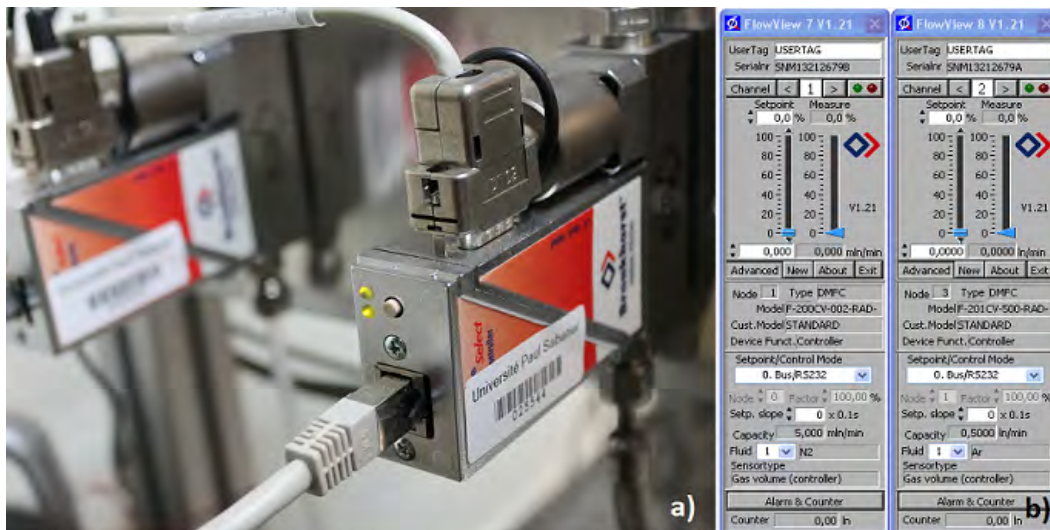


FIGURE 2.7 – a) Débit-mètres et b) interface PC associée.

Le débit est réglable de 1% à 100% de la valeur maximale du débit-mètre. Les débit-mètres utilisés ont des débits maximums de 500mL/min et 5mL/min. Il est nécessaire de spécifier au logiciel les gaz attribués à chacun des débit-mètres avant de les utiliser. La consigne de débit peut ne pas être atteinte dans le cas où la différence de pression entrée-sortie du débit-mètre n'est pas suffisante. Pendant les campagnes d'expériences, la pression en entrée est fixée 1.5bar et la pression de sortie est toujours inférieure ou égale à 1bar.

Contrôle de la pression

Le contrôle de la pression se fait grâce au couplage des éléments présentés sur l'image 2.8 :

- Electrovanne *MKS*TM Type 248 fonctionnant de $10^{-4}Torr$ à $5000Torr$.
- Capteur de pression *MKS*TM Type 124A allant jusqu'à $1000Torr$. La limite inférieure en pression est de l'ordre de quelques Torr.
- Pompe primaire à membrane *KNF*TM Type N813.4ANI. Le débit de pompage maximum est 13L/min et le vide maximal est $< 0.5mbar$. La figure 2.9 montre la limite de la pompe. Ce

graphe est important car il montre qu'à basse pression, la plage de débits pouvant être utilisés est significativement réduite. A 20Torr , le débit maximum injectable est environ $50\text{mL}/\text{min}$.

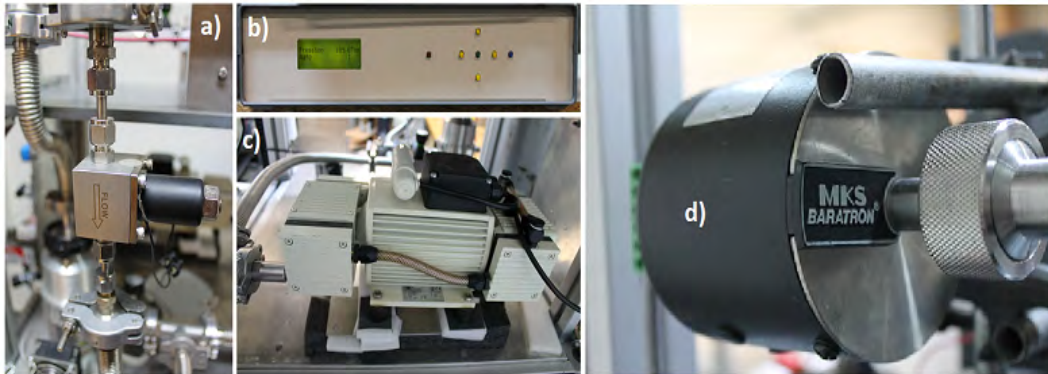


FIGURE 2.8 – a) électrovanne, b) contrôleur, c) pompe, d) capteur de pression.

- Un contrôleur externe fabriqué au LAPLACE par le service électronique permet de choisir la valeur de consigne et la dynamique de la correction du PID intégré. Les coefficients par défaut sont donnés dans le tableau 2.4. Un mauvais réglage des coefficients provoque des oscillations permanentes autour de la valeur de consigne et empêche donc toute mesure sur le dispositif.

Coefficient PID	Valeur
Proportionnel : k_p	10
intégral : k_i	20
Dérivé : k_d	0

TABLE 2.4 – Coefficient du correcteur PID dans l'asservissement en pression.

La pression de consigne correspond à celle en amont de l'électrovanne. Si la pression initiale est inférieure à la pression souhaitée alors l'électrovanne reste fermée et la consigne n'est jamais atteinte. Il faut alors augmenter la pression par ouverture des débit-mètres.

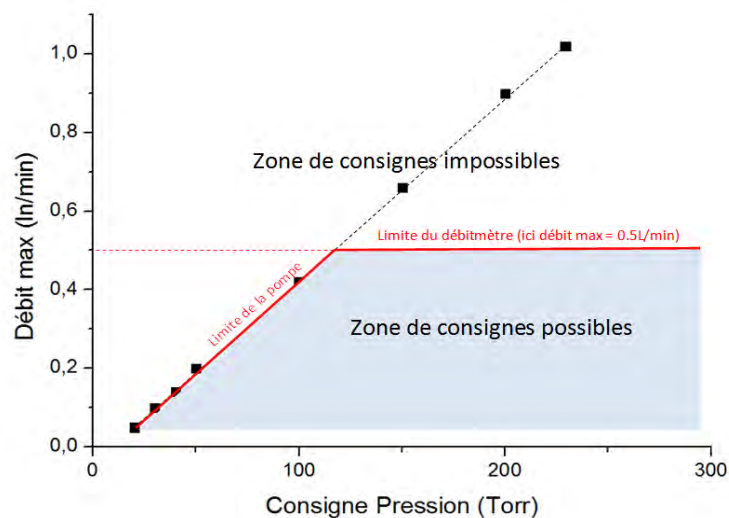


FIGURE 2.9 – Limitation de la consigne de pression par la pompe et par le débit-mètre de valeur maximale $0.5\text{L}/\text{min}$. Ces valeurs ont été mesurées au laboratoire. Dans le cas d'un débit-mètre de valeur maximale différente, le palier de saturation horizontal change de hauteur mais la droite de limite de pompe ne change pas.

Nettoyage et vide secondaire

Le pompage du dispositif en vide secondaire sert à vérifier que la tenue au vide se fait correctement aux dégazages et aux nano-fuites près. Si tout est apprécié comme suffisamment étanche, faire un vide poussé sert à nettoyer l'intérieur de tous les composés indésirables. Cela fait souvent suite à une remise à l'air lors d'un démontage ou à un changement de gaz. L'obtention et le contrôle du vide est réalisé par les éléments cités ci-dessous et présentés sur l'image 2.10 :

- Une pompe turbo *VARIAN*TM Type V81-M couplée à la pompe primaire.
- Une sonde à vide *VARIAN*TM Type EYESYS mini-IMG. Les pressions mesurables vont de $10^{-3}Torr$ à $10^{-9}Torr$.
- Un contrôleur-afficheur *VARIAN*TM Type Turbo-V 81-AG servant à alimenter, contrôler le bon fonctionnement de la pompe turbo (Puissance électrique consommée, vitesse, température) et afficher la mesure souhaitée (Pression, puissance, vitesse...).

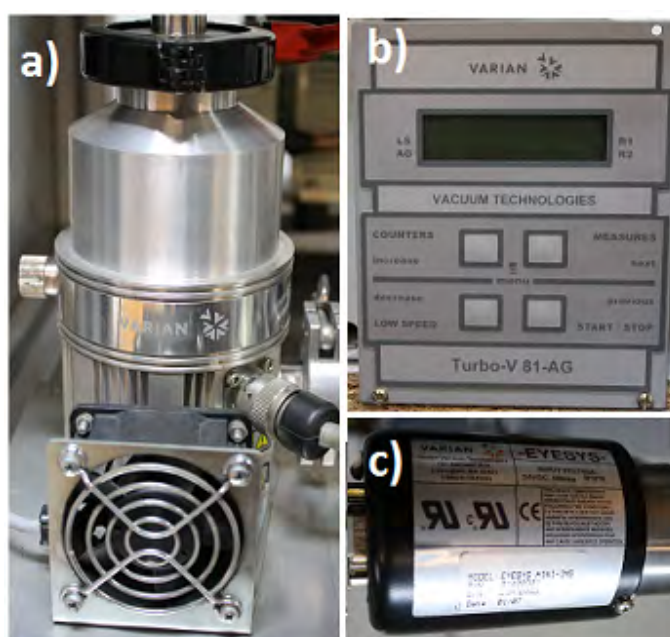


FIGURE 2.10 – Dispositif de génération du vide secondaire. a) Pompe. b) Contrôleur-afficheur. c) Sonde.

Lorsque le dispositif général est en fonctionnement normal, ces éléments ne sont pas utiles et sont bypassés grâce aux différentes vannes manuelles installées sur le circuit de pression.

2.4 Circuit électrique

2.4.1 Description globale

L'image 2.11 montre une vue de face du dispositif expérimental. En omettant volontairement les diverses connexions de synchronisation entre appareils, le circuit électrique menant à l'alimentation haute tension de la décharge contient :

- Générateur de signaux.
- Amplificateur audio.
- Transformateur élévateur de tension en série avec un conducteur ohmique.
- Sondes de tension.



FIGURE 2.11 – Vue d'ensemble du circuit électrique.

2.4.2 Instrumentation, mesures, limites

Générateur de signaux

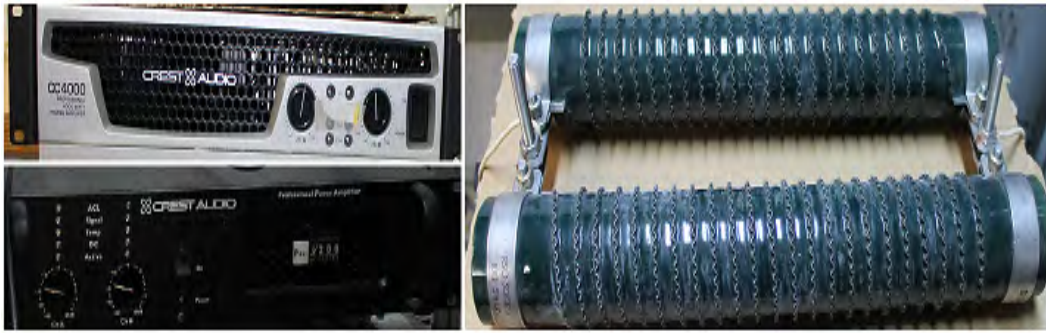


FIGURE 2.12 – Générateur de signaux.

Le choix de la fréquence du signal sinusoïdal se fait grâce au générateur TTi^{TM} Type TGA 1230. Attention, le changement d'amplitude génère des sauts pour certains seuils de tension qui peuvent générer des claquages parasites lorsqu'ils sont amplifiés.

Amplification 1

Pour être amplifié en tension, le signal décrit précédemment passe ensuite par un amplificateur audio $Crest^{\text{TM}}$ (voir tableau 2.5). Le gain est ajustable par des molettes placées en façade des amplificateurs. Le branchement en sortie est de type bridge. Le signal de sortie est envoyé dans une résistance de puissance en série avec l'entrée d'un transformateur élévateur de tension. Les abréviations "BF" et "HF" seront utilisées respectivement pour signifier "Basse(s) Fréquence(s)" et "Haute(s) Fréquence(s)".

FIGURE 2.13 – Amplificateurs audio et résistor (R_2) de puissance.

Type Ampli	Urms max (V)	Résistor sortie (Ω)	Transfo. sortie
Crest Pro 8200	90	7.1	BF [typ. 1kHz]
Crest CC 4000	93	7.3	HF [typ. 20kHz]

TABLE 2.5 – Caractéristiques des amplificateurs audio utilisés et charge de sortie.

Amplification 2

Le second et dernier étage d'amplification est réalisé avec un transformateur élévateur de tension. La photo de l'intérieur du boîtier du transformateur BF est donnée figure 2.14. Couplé avec une cellule de décharge de nature capacitive, le secondaire du transformateur forme un circuit résonnant. Les caractéristiques de ces résonances sont données figure 2.15.

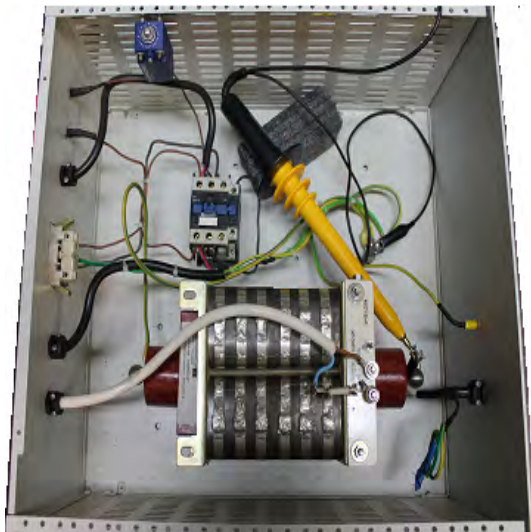


FIGURE 2.14 – Transformateur BF et sonde de tension (en jaune).

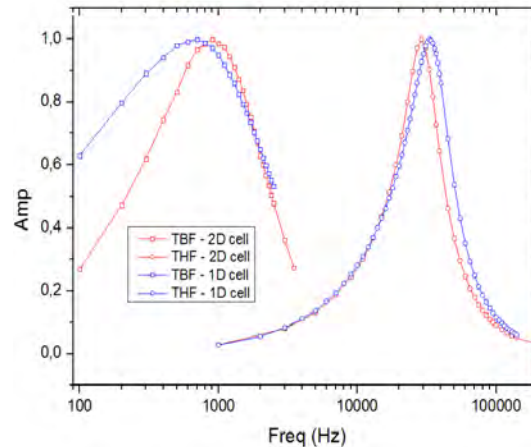


FIGURE 2.15 – Amplitude normalisée d'un signal sinusoïdal en sortie du transformateur en fonction de la fréquence. Le signal d'entrée est à amplitude constante. Les courbes bleues concernent la cellule 1D et les rouges la cellules 2D.

Quelle que soit la cellule, le domaine confortable d'utilisation du transformateur BF est de quelques centaines de Hertz à quelques kilo Hertz. Pour le transformateur HF, la plage d'utilisation est de $20kHz$ à environ $60kHz$.

Mesures de tension

Le secondaire du transformateur est équivalent à une source de tension dont les bornes sont reliées à un circuit série comprenant un résistor d'un kilo Ohm et la cellule de décharge (voir figure 2.2). Les tensions aux secondaires des transformateurs HF ou BF sont mesurées avec des sondes haute tension présentées figure 2.16 et dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.6.

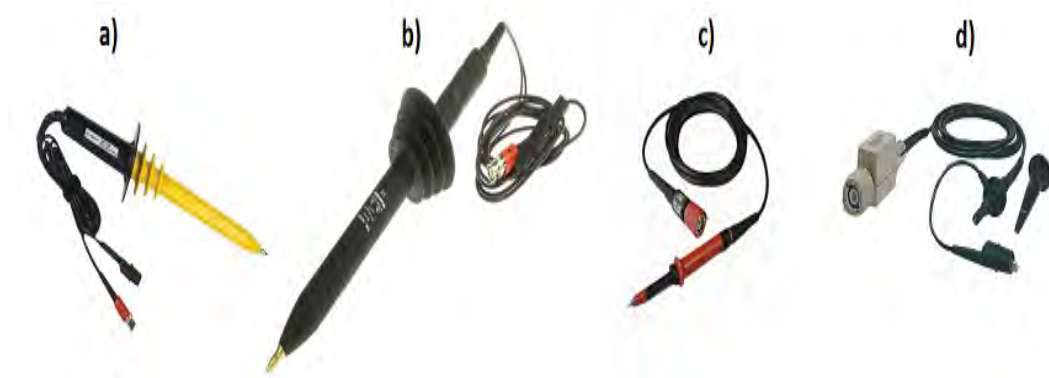


FIGURE 2.16 – Sondes de tension a) BF, b) HF, c) de référence.

Modèle	U_{max} (kV _{rms})	BP _{-3dB} (MHz)	Attén.	R(MΩ)	C(pF)
a) AGILENT™ Type N2771A	10	50	1000 :1	100	1
b) ELDTTEST™ Type GE3830	30	3	1000 :1	500	3
c) LECROY™ Type PPE6kV	6	400	1000 :1	50	<6
d) TEKTRONIX™ Type P6139A	0.4	500	10 :1	10	8

TABLE 2.6 – Caractéristiques des sondes de tension.

Normalement les sondes a) et b) permettent de mesurer des tensions sinusoïdales de haute valeur. Or, pour ces deux sondes, un écart par rapport à la valeur de tension efficace considérée comme vraie est notable. Cette valeur vraie est celle obtenue par comparaison avec une troisième sonde c) dont la réponse en fréquence a été vérifiée. La correction à apporter à la valeur mesurée selon la sonde utilisée est donnée par la formule 2.1 :

$$U_{vraie}(f) = U_{mesuree} \frac{1}{1 + E_{rr}(f)} \quad (2.1)$$

où $E_{rr}(f)$ est une fonction d'erreur dépendant de la fréquence. Les valeurs de cette fonction pour les deux sondes son reportées dans le tableau 2.7.

Err(%) - Freq(kHz)	1	2	3	4	5	7	10	20	40	60
Sonde a) (BF)	0.3	-2.5	-6.0	-9.7	-13.1	-17.4	-20.3	-	-	-
Sonde b) (HF)	0.50	0.63	0.83	1.4	1.7	2.23	1.30	0.26	-0.97	-1.44

TABLE 2.7 – Valeurs de la fonction d'erreur des sondes HT. La sonde noire et la sonde jaune sont montée de manière permanente dans les transformateurs respectivement HF et BF.

La sonde montée sur le transformateur HF présente seulement des écarts de quelques pourcents par rapport à la valeur de référence. Par contre, celle montée sur le transformateur BF à des écarts de plus de 10% au delà de 4kHz. Il s'agit d'un problème de sonde. Pour des raisons pratiques, l'erreur est corrigée lors du traitement des données.

La mesure du courant se fait aux bornes du résistor R1 de 1kΩ avec la sonde de tension d) comme illustré sur la figure 2.17. Les tensions sont affichées en direct avec l'oscilloscope Tektronix™ Type TDS 3034 présenté figure 2.18. Les fonctions couramment utilisées sont les mesures directes (fréquence, tension crête-à-crête, moyenne), le moyennage si les signaux sont bruités et les curseurs pour avoir accès à certains seuils en temps ou en tension.

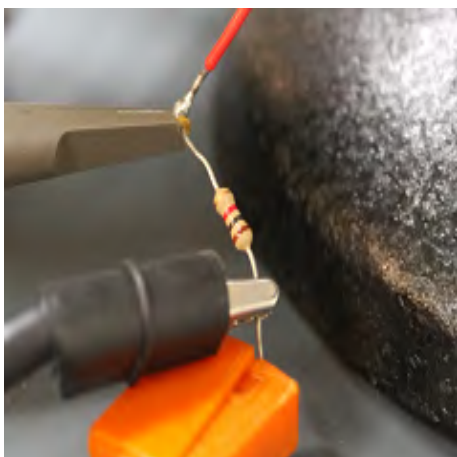


FIGURE 2.17 – Mesure du courant sur R1.

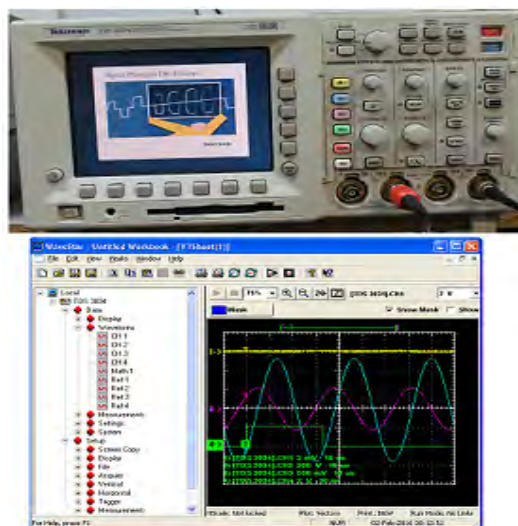


FIGURE 2.18 – Oscilloscope et logiciel d'acquisition des signaux WaveStar™.

2.5 Mesures optiques

2.5.1 Camera rapide

La caméra rapide Princeton Instruments™ (PI) permet d'enregistrer une image simple ou une succession d'images. La synchronisation de l'ensemble se fait par rapport au signal TTL de référence provenant du générateur de signaux. La caméra s'utilise en association avec le contrôleur PI™ Type ST-133, le générateur de retards et d'impulsions SRS™ Type DG-535 et le logiciel WinView™. La figure 2.19 montre des photographies de ces éléments.



FIGURE 2.19 – a) Caméra rapide. b) Contrôleur ST-133. c) Générateur d'impulsions DG-535. d) Logiciel de pilotage WinView™.

Un diviseur de fréquence conçu au LAPLACE par le service d'électronique est ajouté entre le TTL original et le dispositif de synchronisation pour éviter certains conflits liés à l'acquisition. Le diviseur de fréquence est présenté sur la figure 2.20. Classiquement, il est utilisé sur la position "3" ce qui permet de générer un signal TTL de fréquence 4 fois inférieures à celle du TTL de référence.



FIGURE 2.20 – Diviseur de fréquence.

Les paramètres à fixer pour acquérir une seule image sont résumés sur le chronogramme figure 2.21. L'évènement de déclenchement choisi est ici un front montant mais il est possible de le faire par rapport au front descendant.

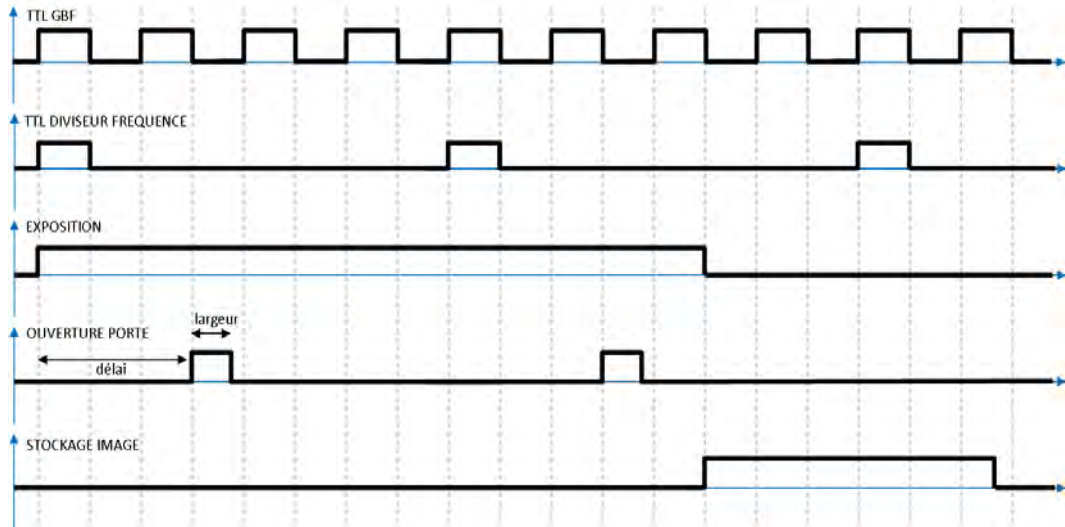


FIGURE 2.21 – Chronogrammes des principaux signaux de la caméra.

- Le temps d'exposition correspond à la durée pendant laquelle la caméra est susceptible d'ouvrir et fermer son volet pour accumuler de la lumière à des moments précis.

- L'ouverture du volet se fait pendant le temps d'exposition avec des paramètres de délais et de largeur de porte à définir manuellement dans le logiciel. Chaque front montant du signal TTL divisé est une nouvelle référence de déclenchement de la porte. Selon le temps d'exposition choisi, il peut y avoir 0, 1, ou n ouvertures de portes dans l'image.

- Le temps de stockage de l'image sert à transférer et stocker toute l'information collectée sur le capteur CCD. Il dépend du nombre de pixels choisis pour l'image et est de l'ordre de 100ms. Pour des signaux de fréquences supérieures à quelques Hertz, il n'est donc pas possible de faire des images successives à chaque période du signal.

2.5.2 Spectromètre 1

Les spectromètre GetSPEC™ Type 2048-TEC permet d'analyser la lumière provenant de la décharge en la guidant via une fibre optique jusqu'au boîtier présenté figure 2.22. La plage d'analyse spectrale est $[175nm : 1100nm]$ et la résolution est $\Delta\lambda > 5nm$ (correspond à la largeur minimale d'une raie à mi-hauteur). Le logiciel GetSOFT™ est utilisé pour déclencher l'acquisition et visualiser le spectre obtenu.



FIGURE 2.22 – Spectromètre et logiciel de visualisation.

Lors des expériences, la fibre est placée en face de la décharge à une distance voisine de un centimètre de la paroi de verre. Les réglages et les fonctions les plus utilisés concernent :

- Le temps d'acquisition (TA). Typiquement de plusieurs secondes lorsqu'il n'y a pas de focalisation de la lumière dans la fibre via une lentille et que la source apparaît faiblement lumineuse à l'œil.

- Le moyennage (N). Nombre entier à définir correspondant au nombre d'acquisitions successives utilisées pour faire la moyenne. Le temps total de l'acquisition est $N \times TA$.

- Fonction "noir". Permet d'éliminer le bruit lumineux ambiant de l'acquisition. Le noir doit être fait au départ et refait si le temps d'acquisition est modifié.

Décalage en longueur d'onde

Après vérification des valeurs indiquées par le spectromètre pour les raies provenant d'une lampe à vapeur de mercure, il apparaît une erreur systématique sur les mesures. Le graphe figure 2.23 présente ce décalage. La longueur d'onde des raies a été pointée à partir de leurs maxima.

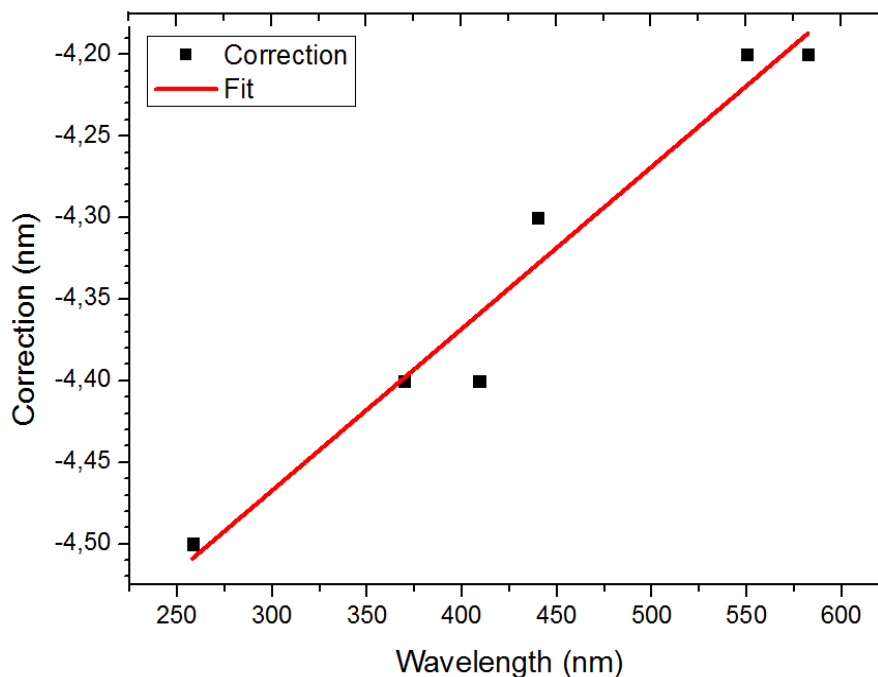


FIGURE 2.23 – Correction à apporter sur les mesures en fonction de la longueur d'onde. Le fit est réalisé via Origin™ avec la méthode des moindres carrés.

Ce décalage est de l'ordre de 4nm et diminue légèrement vers les grandes longueurs d'onde. L'équation 2.2 permet de réaliser la correction en longueur d'onde.

$$y = 9.93 \times 10^{-4}x - 4.77 \quad (2.2)$$

où x est la valeur mesurée et y la valeur corrigée.

2.5.3 Spectromètre 2

L'utilisation d'un autre spectromètre Acton™ type 300i de focale 30cm et fonctionnant avec la caméra rapide, permet de réaliser des spectres contrôlés dans le temps. Ceci est rendu possible grâce à la synchronisation externe de la caméra avec le GBF et permet ainsi de contrôler avec précision le moment et le temps d'ouverture de la porte laissant entrer la lumière dans le spectromètre.

Sa structure interne est détaillée sur la figure 2.24. Le réseau utilisé est celui de 800 traits/mm.

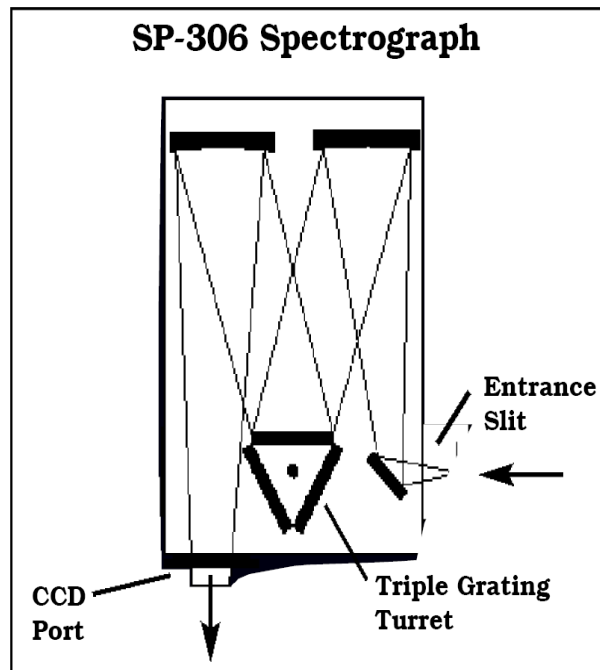


FIGURE 2.24 – Schéma interne du spectromètre utilisé avec la caméra rapide.

2.6 Bilan

L'objectif de ce chapitre était de présenter le dispositif expérimental en détaillant ses différents éléments constitutifs. Une vue d'ensemble a d'abord été présentée suivie d'une partie sur les cellules de décharge. Les sections suivantes ont présenté le circuit de gaz, le circuit électrique et l'ensemble des éléments associés aux mesures optiques. La plupart des discussions ont visé à détailler les différents éléments et à montrer leurs limitations.

Chapitre 3

Modèles fluides 2D et 0D

La construction de modèles et de codes numériques associés aux DBD sert à simuler numériquement les décharges. L'intérêt de ces simulations réside dans la possibilité d'obtenir de l'information sur des quantités ou des phénomènes difficilement accessibles par l'expérience.

Ce chapitre présente deux types de modèles fluides réalisés au LAPLACE et utilisés dans le cadre de cette thèse. Le premier est un modèle macroscopique local à deux dimensions spatiales auto-cohérent dans lequel les équations de continuité pour les ions et les électrons et l'équation de Poisson sont résolues ensembles. Son contenu est brièvement décrit dans la première partie de ce chapitre. Le second, décrit dans la deuxième partie, est un modèle macroscopique à zéro dimension construit sur la base de l'intégration des équations du modèle fluide local sur l'espace inter-électrodes. Dans le cadre de l'étude de la morphogénèse, la construction d'un modèle 0D a pour objectif de trouver une alternative entre les modèles réacto-diffusifs qui permettent de faire des calculs rapides et des analyses mathématiques mais où il est difficile d'inclure la physique des DBD et les modèles fluides, plus proches de la réalité grâce au formalisme local mais avec des temps de calcul plus importants et un pouvoir d'analyse limité. Les dernières pages de ce chapitre sont consacrées à la validation du modèle 0D.

3.1 Modèle fluide 2D

Cette partie explicite le contenu du modèle 2D sans entrer dans la justification rigoureuse de toutes les hypothèses. Les articles de C.Punset [69] et de J-P Boeuf [70] apportent un niveau de détail supplémentaire.

3.1.1 Description

Un modèle de décharge 2D a été réalisé au LAPLACE par le groupe GREPHE. La géométrie classiquement utilisée pour étudier une DBD est celle présentée figure 3.1.

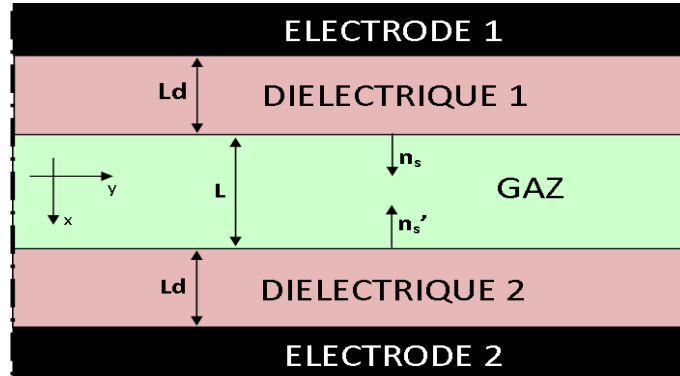


FIGURE 3.1 – Géométrie d'application du modèle.

D'un point de vue littéral, le modèle s'énonce au point (x, y) et à l'instant t comme suit :

- $n_i(x, y, t)$ représente la densité volumique d'ions simplement ionisés, $n_e(x, y, t)$ représente la densité volumique d'électrons et $\bar{V}(x, y, t)$ représente le potentiel électrique. Ce sont les trois variables descriptives du modèle.

- Le transport de $n_i(x, y, t)$ et $n_e(x, y, t)$ se traduit par un vecteur densité surfacique de flux $\Gamma(x, y, t)$ contenant un modèle de dérive-diffusion [48] classique. Le coefficient de mobilité et le coefficient de diffusion sont des fonctions des variables descriptives.

- La source volumique de densité de particules chargées est une fonction des variables descriptives.

- Le potentiel électrique local $\bar{V}(x, y, t)$ dépend instantanément des densités ioniques, électroniques et des conditions aux limites.

- Les conditions aux limites sont détaillées dans la suite.
- Les électrodes sont équipotentielles.
- Les diélectriques ne contiennent pas de charges libres.

La figure 3.1 présente la topologie du domaine d'application du modèle pour l'étude des phénomènes d'auto-organisation. La dimension z n'est pas décrite. Cela revient à rendre invariante les grandeurs descriptives suivant cet axe, comme une décharge infinie en z .

3.1.2 Équations

Les équations locales traduisant les idées du modèle couplent les trois variables descriptives décrites précédemment. Dans le souci de ne pas introduire de variable supplémentaire (champ électrique), les équations seront exprimées avec le potentiel scalaire électrique tel que $\nabla \bar{V}(x, y, t) = -\mathbf{E}$.

Électrodes

Les électrodes sont deux conducteurs qui servent à imposer les conditions aux limites de potentiel sur la surface extérieure des diélectriques. Le champ électrique y est supposé nul donc dans chaque conducteur le potentiel est uniforme :

$$\nabla \bar{V}(x, y, t) = 0 \quad (3.1)$$

Diélectrique

Les diélectriques ne contiennent pas de charges libres mais le potentiel peut présenter un gradient. C'est l'équation de Laplace qui est résolue :

$$\Delta \bar{V}(x, y, t) = 0 \quad (3.2)$$

Gaz

Le gaz est décrit par les équations de continuité pour la densité électronique et pour la densité ionique :

$$\partial_t n_e(x, y, t) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e(x, y, t) = \bar{S}_e(x, y, t) \quad (3.3)$$

$$\partial_t n_i(x, y, t) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i(x, y, t) = \bar{S}_i(x, y, t) \quad (3.4)$$

où,

$$\mathbf{\Gamma}_{e,i}(x, y, t) = \mp n_{e,i}(x, y, t) \mu_{e,i} [-\nabla \bar{V}(x, y, t)] - D_{e,i} \nabla n_{e,i}(x, y, t)$$

$$\bar{S}_{e,i} = \alpha(x, y, t) \|\mathbf{\Gamma}_e(x, y, t)\|.$$

$\mathbf{\Gamma}$ est la densité de flux dans le cadre d'un modèle de dérive-diffusion. α est le premier coefficient de Townsend et représente l'ionisation par impact électronique sur les neutres en volume. Il est décrit par une fonction non linéaire du champ électrique et de la pression. D est le coefficient de diffusion faisant le lien entre un écart de densité et un flux de particules. Il est souvent choisi constant pour une espèce donnée. μ est le coefficient de mobilité et représente la susceptibilité reliant le champ appliqué à une particule chargée et sa vitesse en régime stationnaire. Il est décrit par une fonction non linéaire du champ électrique et de la pression.

Ces équations de continuité sont couplées avec l'équation de Poisson :

$$\Delta \bar{V}(x, y, t) = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_i(x, y, t) - n_e(x, y, t)] \quad (3.5)$$

3.1.3 Conditions aux limites

Dimension axiale (suivant x)

- Aux interfaces électrode - diélectrique ($x' = x_{e/d}$), il y a continuité du potentiel électrique :

$$\nabla \bar{V}(x', y, t) = 0 \quad (3.6)$$

- Aux interfaces gaz - diélectriques ($x'' = x_{g/d}$), la physique considérée est proche de celle utilisée en volume additionnée d'un terme de perte permanent et lié à l'agitation thermique.

$$\bar{\Gamma}_i(x'', y, t) = A_1 n_i(x'', y, t) \mu_i \nabla \bar{V}(x'', y, t) + A_2 n_i(x'', y, t) \frac{v_{th,i}}{4} \quad (3.7)$$

$$\bar{\Gamma}_e(x'', y, t) = A_3 n_e(x'', y, t) \mu_e \nabla \bar{V}(x'', y, t) + A_4 n_e(x'', y, t) \frac{v_{th,e}}{4} - A_5 \gamma \bar{\Gamma}_i(x'', y, t) \quad (3.8)$$

Les termes associés à A_1 et à A_3 correspondent à un flux de dérive dans le champ au niveau de la surface. v_{th} est la vitesse thermique des particules et les termes associés représentent un flux lié à l'agitation thermique. γ est le deuxième coefficient de Townsend et traduit l'émission secondaire d'électrons par impact ionique à la surface. Les coefficients A_i valent 0 ou ± 1 . Ces fonctions dépendent du sens du champ électrique et du côté choisi. Les densités de flux non nulles sur les diélectriques se traduisent par un terme d'accumulation homogène à une densité surfacique de charges $\bar{\sigma}$ de type $\partial_t \bar{\sigma} = eS[\Gamma_i - \Gamma_e]$ et lié au champ (potentiel) par l'équation de passage :

$$[\epsilon_g [-\nabla \bar{V}(x'', y, t)]_g - \epsilon_d [-\nabla \bar{V}(x'', y, t)]_d] \cdot \mathbf{n}_s = \bar{\sigma}(x'', y, t) \quad (3.9)$$

où g et d représentent respectivement les côtés gaz et diélectrique et \mathbf{n}_s est la normale à la surface de séparation orientée du diélectrique vers le gaz.

Dimension longitudinale (suivant y)

Les parois sans bords sont associées à des conditions aux limites symétriques. En conséquence, les densités de flux et le champ électrique perpendiculaires au bord sont choisis nuls.

3.1.4 Résolution

La résolution des équations est faite numériquement avec la méthode des différences finies de Scharfetter-Gummel dont le détail est donné dans les articles [71, 72, 70].

3.1.5 Discussion

Le modèle 2D utilisé par notre groupe au LAPLACE est pensé pour être simple et garder l'essentiel de la physique d'une DBD dans le cas d'un claquage Townsend. Il permet de décrire les régimes de décharge de types Townsend ou luminescent. Les réactions collisionnelles de volume sont réduites à l'ionisation simple des neutres par impact électronique. La température des électrons et des ions est supposée constante. Le tout regroupé dans deux équations de continuité couplées avec l'équation de Poisson.

Comme illustré dans le premier chapitre, les résultats numériques du modèle permettent de proposer des explications sur l'existence de certains régimes filamentaires luminescents ou sur le déplacement de filaments. Le modèle, au même titre que les mesures expérimentales, rend compte de l'amplification d'instabilités aboutissant à une structure filamentaire mais ne permet pas de comprendre les raisons qui sont responsables de ces instabilités.

L'idée est toujours que cette émergence est le résultat d'une combinaison de mécanismes, de dérives, de diffusions et d'effets mémoires. La chimie est dans un premier temps mise de côté étant donné que le modèle 2D a montré qu'elle n'était pas nécessaire à l'obtention d'un pattern. Dans la partie suivante, il est proposé une nouvelle approche basée sur la construction d'un modèle fluide 0D dans le but d'augmenter le pouvoir d'analyse sur l'origine des instabilités menant à des patterns.

3.2 Modèle 0D

3.2.1 Objectif

Il est choisi comme point de départ le modèle macroscopique fluide local à deux dimensions du laboratoire car il contient toute la physique essentielle d'une décharge. Les équations sont intégrées sur l'espace axial (axe x) de manière à construire un modèle 0D de DBD. Ce modèle décrit seulement une décharge homogène (invariance suivant y) mais présente certains avantages par rapport au modèle 2D. Le passage du modèle 2D au modèle 0D est détaillé en Annexe B et les coefficients de transport et d'ionisation sont traduits par des fonctions analytiques du champ électrique et de la pression dont le détail est donné en Annexe A.

L'objectif est d'abord de construire et valider un modèle 0D qui respecte les ordres de grandeurs donnés par les autres modèles sur les principales variables (champ électrique, densité, courant) et qui permet de calculer rapidement des caractéristiques de courant dans des conditions données de gaz, de pression et de tension appliquée et ce quel que soit le régime de décharge. Dans un second temps, l'objectif sera d'inclure de la chimie des décharges plus fine que celle utilisée actuellement pour voir l'influence des impuretés sur le courant.

3.2.2 Vue géométrique, principe

Les variables descriptives du modèle sont la densité ionique dans la gaine, la densité d'ions dans le plasma, le champ dans la gaine sur la cathode, le champ dans le plasma et le courant total.

Un gaz excité entre deux électrodes est un milieu complexe qui présente des zones axiales aux propriétés différentes en termes de densités de particules chargées, de flux et de champ électrique. La lueur cathodique, l'espace sombre d'Aston, la lueur négative, la colonne positive en sont quelques exemples. L'essentiel de la physique des décharges peut être décrit simplement en tenant compte de la gaine cathodique qui représente le lieu principal pour la multiplication électronique et de la colonne positive qui traduit l'existence d'un plasma. Les deux principales zones choisies pour décrire le gaz sont donc la gaine cathodique et le plasma (figure 3.2). L'accumulation des charges sur les diélectriques nécessaire pour décrire une DBD est décrite par un condensateur externe. L'espace gazeux, le condensateur et le conducteur ohmique sont en série.

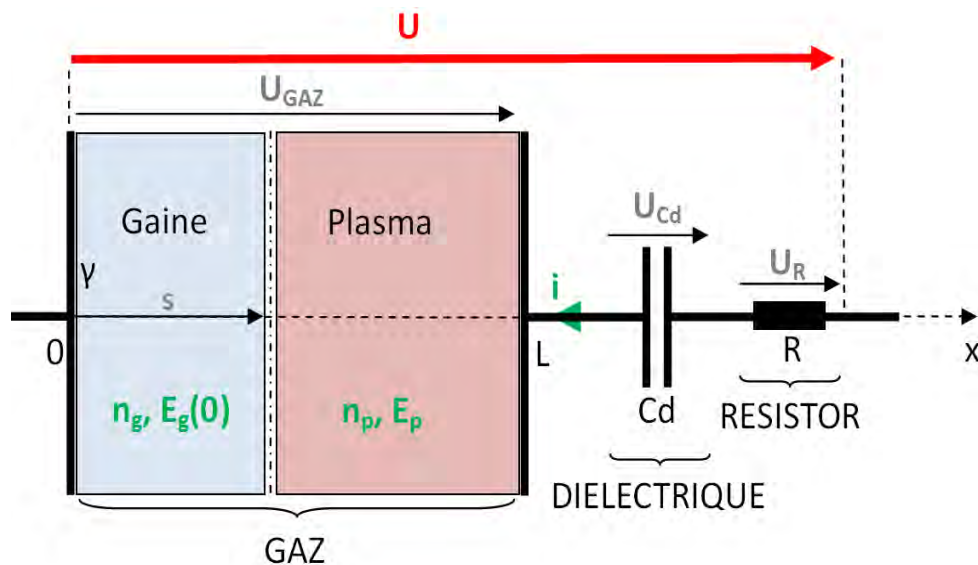


FIGURE 3.2 – Vue schématique de la géométrie. En rouge, la tension appliquée. En vert, les variables descriptives. Chacune est associée à une équation différentielle en temps. En gris, les fonctions des variables descriptives. En noir, les constantes

La variable 's' représente une longueur de gaine fictive servant à la réalisation des calculs et dépend du champ électrique et de la densité dans la gaine. Dans le cas où $s > L$, la gaine réelle occupe tout l'espace gazeux L , c'est un régime de décharge de Townsend. Si $s < L$, l'espace est divisé en une gaine et un plasma et la décharge est en régime luminescent.

A l'heure actuelle, les articles parus sur les modèles 0D ont des approches limitées dans la description d'un modèle de décharge global. Certaines études utilisent des modèles 0D qui contiennent une physique seulement représentative des régimes de décharge de type Townsend. Ceci limite la comparaison de ces modèles 0D à des cas (expérimentation ou modèles 1D, 2D ou 3D) où effectivement les décharges sont de type Townsend. Dans les gaz rares et pour les fréquences (typ. $10kHz$) et pressions utilisées (typ. $100Torr$), ces régimes sont minoritaires comparés au régime luminescent. Des exemples sont décrits dans les articles de A. V. Phelps [73], de Y. B. Golubovskii [74], de N. Naudé [75] et D. S. Nikandrov [76]. Un régime luminescent est par ailleurs toujours précédé par un état transitoire passant par un régime de Townsend. Il est donc légitime de penser qu'un modèle complet doit décrire les deux types de régimes. Certains travaux ont abouti à ce niveau descriptif mais présentent eux aussi un inconvénient (par rapport à l'objectif de départ) lié à l'utilisation de fonctions analytiques (Polynôme, circuit électrocinétique équivalent...) pour décrire la réponse du gaz. Il manque donc à ces modèles les variables et paramètres essentiels liés aux décharges dans les gaz tels que γ , α , n_i , n_e , E pour ne citer qu'eux. Les articles de D. Hsu [77], N. Naudé [78] et I. Enache [79] et l'annexe de l'article de H. G. Purwins [47] contiennent ce genre de modèles.

Dans tous ces cas, il n'existe pas de modèle analytique 0D permettant de décrire une décharge de Townsend et/ou luminescente et qui contienne à la fois les variables et paramètres physiques essentiels d'une DBD. Le modèle 0D de DBD global proposé dans cette thèse est en fait constitué de trois modèles 0D couplés : Celui de la gaine, celui du plasma et celui du circuit extérieur. Cette approche, détaillée dans la suite est nouvelle au regard de tous les articles consultés et satisfait le cahier des charges.

3.2.3 Équations

Cette section pose directement le modèle et décrit succinctement son sens physique. Le point de départ de la construction du modèle est l'intégration spatiale des équations de continuité et de l'équation de poisson. L'annexe B détaille ce passage.

Variables

Les cinq variables descriptives sont :

- La densité d'ions dans la gaine $n_g(t)$
- La densité d'ions dans le plasma $n_p(t)$
- Le champ électrique dans la gaine sur la cathode $E_{g,0}(t)$
- Le champ électrique dans le plasma $E_p(t)$
- Le courant $i(t)$

Équations

Afin d'alléger les notations, les dépendances temporelles du modèle 0D ne seront plus écrites. Les équations différentielles associées à ces variables sont les suivantes :

$$d_t n_g = \frac{1}{L_g} [\bar{\Gamma}_{g,1} + \bar{\Gamma}_{g,2} + \bar{\Gamma}_{g,3} + \bar{\Gamma}_{g,4}] \quad (3.10)$$

$$d_t n_p = \frac{1}{L_p} [\bar{\Gamma}_{p,1} + \bar{\Gamma}_{p,2} + \bar{\Gamma}_{p,3} + \bar{\Gamma}_{p,4} + \bar{\Gamma}_{p,5}] \quad (3.11)$$

$$d_t \bar{E}_{g,0} = \frac{e}{\epsilon_0} [\bar{\Gamma}_{Eg,1} + \bar{\Gamma}_{Eg,2}] \quad (3.12)$$

$$d_t \bar{E}_p = \frac{e}{\epsilon_0} [\bar{\Gamma}_{Ep,1} + \bar{\Gamma}_{Ep,2}] \quad (3.13)$$

$$d_t \bar{i} = \frac{1}{R} \left[d_t (\bar{U} - \bar{U}_{gaz}) - \frac{\bar{i}}{C_d} \right] \quad (3.14)$$

Dans le cas d'une décharge DC où le condensateur ne serait pas pris en compte, la dernière équation sur le courant n'est pas utilisée et le courant est calculé directement en fonction des autres variables.

Détail des termes

Les termes qui apparaissent dans les équations précédentes sont illustrés sur la figure 3.3 et leurs significations physique est donnée dans la suite.

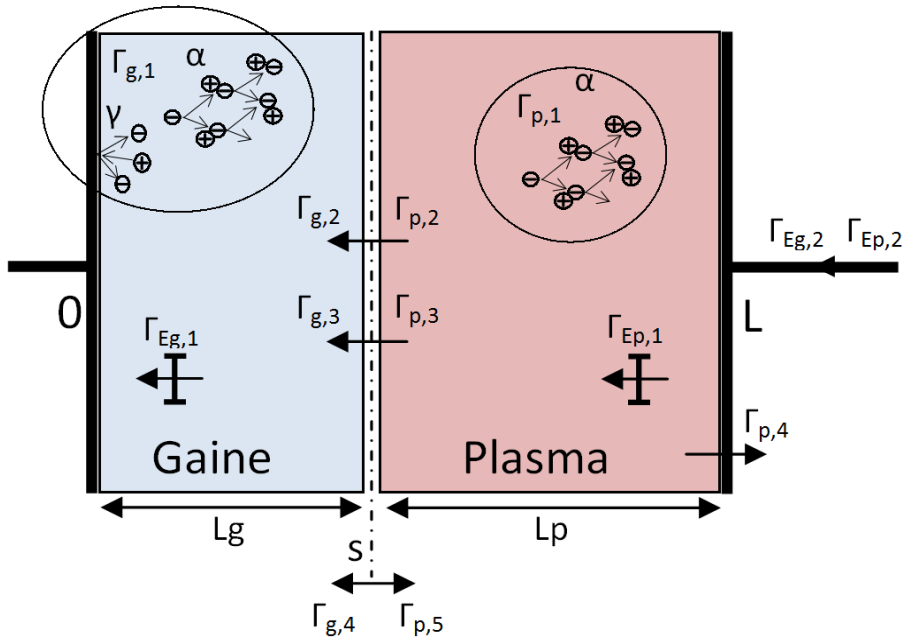


FIGURE 3.3 – Vue schématique de la géométrie et des densités de flux de l'espace gazeux uniquement. L_g est la taille réelle de la gaine et s est la taille fictive de la gaine ($L_g=L$ si $s>L$ et $L_g=s$ si $s<L$). Les processus d'ionisation par impact électronique en volume et par émission secondaire en surface par impact ionique sont représentés respectivement par les symboles α et γ .

- Pour la gaine les termes des équations sont donnés dans le tableau 3.1.

Sens physique	Symbole	Expression
Taille réelle de la gaine ($L_g=L$ si $s>L$ et $L_g=s$ si $s<L$)	L_g	$(1 - H_s)L + H_s s$
Source d'ions nette (condition d'auto-entretien)	$\bar{\Gamma}_{g,1}$	$-[1 + \gamma(1 - M_g)]n_g\mu_g \bar{E}_{g,0} $
Ions provenant du plasma (dérive)	$\bar{\Gamma}_{g,2}$	$\mu_p n_p \bar{E}_p $
Ions provenant du plasma (diffusion amb.)	$\bar{\Gamma}_{g,3}$	$\chi \frac{D_a}{L-s} n_p$
Source liée à la variation de L_g *	$\bar{\Gamma}_{g,4}$	$(n_p - n_g)d_t s H_s H_{ds}$
Flux de conduction	$\bar{\Gamma}_{E_g,1}$	$(1 + \gamma)n_g\mu_g \bar{E}_{g,0} H_E$
Flux total	$\bar{\Gamma}_{E_g,2}$	$-\frac{i}{eS}$

TABLE 3.1 – Expression des termes pour la gaine. *Si les particules sont immobiles, le mouvement de la frontière induit quand même un flux au travers de celle-ci.

- Pour le plasma les termes des équations sont donnés dans le tableau 3.2.

Sens physique	Symbole	Expression
Taille	L_p	$L - s$
Source de plasma	$\bar{\Gamma}_{p,1}$	$(L - s)\alpha_p\mu_e \bar{E}_p n_p H_s$
Plasma perdu dans gaine (dérive)	$\bar{\Gamma}_{p,2}$	$-\bar{\Gamma}_{g,2}H_s$
Plasma perdu dans gaine (diffusion amb.)	$\bar{\Gamma}_{p,3}$	$-\bar{\Gamma}_{g,3}H_s$
Plasma perdu côté anodique (diffusion)	$\bar{\Gamma}_{p,4}$	$-(1 - \chi)\frac{D_a}{L-s}H_s$
Source liée à la variation de L_g *	$\bar{\Gamma}_{p,5}$	$(n_p - n_g)d_t s(1 - H_{ds})H_s$
Flux conduction	$\bar{\Gamma}_{E_p,1}$	$-\mu_e E_p n_p H_s$
Flux total	$\bar{\Gamma}_{E_p,2}$	$-\frac{i}{eS}H_s$

TABLE 3.2 – Expression des termes pour le plasma. *Si les particules sont immobiles, le mouvement de la frontière induit quand même un flux au travers de celle-ci.

- La dérivée de la tension gaz s'exprime par une fonction explicitée en annexe :

$$d_t \bar{U}_{gaz} = f(\bar{E}_{g,0}, \bar{E}_p, n_g, n_p, H_E, H_s) \quad (3.15)$$

- Condensateur

Les charges de surface du modèle 2D sont prises en compte dans l'équation de Poisson tandis que dans le modèle 0D, c'est le condensateur qui traduit un équivalent électrocinétique du diélectrique. En pratique, ce diélectrique est présent des deux côtés de l'espace gazeux. Dans le modèle, il regroupe de manière unilatérale l'effet de ces deux diélectriques par la relation :

$$C_d = \epsilon_0 \epsilon_{r,d} \frac{S}{2 \times L_d} \quad (3.16)$$

où $\epsilon_{r,d}$ est la permittivité relative du diélectrique, S est la surface de l'électrode et L_d l'épaisseur d'un des deux diélectriques supposés de mêmes épaisseurs.

- Autres expressions

Parmi les différents termes des équations précédentes, les fonction de multiplication électronique α et M sont liées par la relation :

$$M = \exp \int_{\Omega} \alpha dx \quad (3.17)$$

où Ω est le domaine spatial d'intégration et α est une fonction non linéaire du champ électrique, de la pression et du type de gaz.

La dérivée de la taille de gaine s'exprime par une fonction explicitée en annexe :

$$d_t s = f(\bar{E}_{g,0}, \bar{E}_p, n_g, H_E) \quad (3.18)$$

Les fonctions "marche" de type Heaviside représentées par H dépendent des variables caractéristiques par les expressions ci-dessous :

Signe champ	H_E		$H_E(\bar{E}_{g,0} < 0) = 1$	$H_E(\bar{E}_{g,0} > 0) = -1$
Taille gaine	H_s		$H_s(s > L) = 0$	$H_s(s < L) = 1$
Déplacement gaine	H_{ds}		$H_{ds}(d_t s < 0) = 0$	$H_{ds}(d_t s > 0) = 1$

Globalement, l'ensemble de ces trois fonctions permet le raccord de tous les sous-modèles 0D pour en former un unique. La fonction H_E permet de gérer l'alternance de signe de la contrainte appliquée (tension) en changeant le signe de certains des termes des équations au moment où le champ dans la gaine change de signe. La fonction H_s permet de passer des équations liées au régime de Townsend ($s > L$) aux équations liées au régime lumineux ($s < L$). La fonction H_{ds} permet de savoir si la gaine se contracte ou s'étend et définit le signe du flux induit par le mouvement de gaine.

3.2.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites font partie des hypothèses du modèle et portent seulement sur la dimension axiale x car les autres dimensions de l'espace sont infinies et associées à une invariance des grandeurs physiques.

Champ et potentiel électrique

La figure 3.4 décrit le potentiel et le champ électrique. Ils sont continus dans l'espace gazeux à la frontière gaine-plasma. La tension appliquée au gaz correspond à la différence de potentiel en $x = 0$ et $x = L$. Dans la gaine, la densité d'ions constante avec une densité d'électrons faible implique un potentiel parabolique et un champ affine. Dans le plasma, la densité d'ions égale à la densité d'électrons implique un potentiel affine et un champ constant.

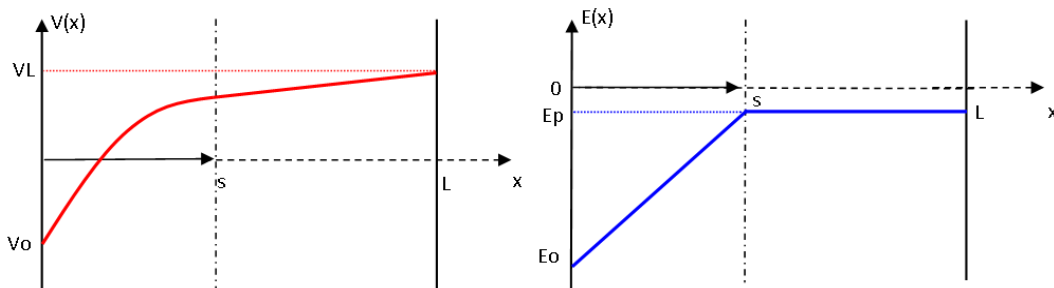


FIGURE 3.4 – Profils spatiaux du potentiel et du champ électrique dans le cas d'une gaine se contractant sur la gauche (tension appliquée positive).

Émission secondaire sur les surfaces

Les ions créent de l'émission secondaire électronique sur la cathode qui génère instantanément des ions en volume. Cette dynamique supposée instantanée des électrons se traduit par une

équation de continuité stationnaire. Cette équation est ensuite intégrée sur le gap et permet l'explicitation du terme source pour les ions $\bar{\Gamma}_{g,1}$.

$$\partial_t n_e(x, t) = -\partial_x \bar{\Gamma}_e(x, t) + \nu_e(x, t)n_e(x, t) \rightarrow 0 \quad (3.19)$$

Charges sur les surfaces

Les charges ne sont pas stockées en surface comme sur la description du modèle 2D. Ce rôle est joué par le condensateur (fig 3.2) et permet de ramener cet effet d'accumulation de charges à une équation différentielle électrocinétique basique qui a pour rôle de limiter le courant, exactement comme dans une DBD classique.

$$d_t \bar{i} = -\frac{\bar{i}}{RC} + \frac{1}{R} d_t (\bar{U} - \bar{U}_{gaz}) \quad (3.20)$$

Résolution

La résolution des équations différentielles en temps est faite avec la méthode d'Euler au premier ordre et les calculs sont réalisés dans l'environnement MatLab™ version 7.7.0. Dans la gaine, le temps de calcul dépend fortement du choix fait pour calculer le coefficient de multiplication électronique à chaque pas de temps. Deux méthodes de calculs ont été utilisées. La première calcule de coefficient de multiplication électronique par l'intégrale du champ électrique sur dix points avec la méthode des rectangles centrés. $M = \exp[\int_{\Omega} \alpha(|\bar{E}|/p) dx]$. La deuxième se fait par un calcul direct $M_{CM} = \exp[\alpha(\langle |\bar{E}| \rangle / p) \Omega]$ en utilisant le champ électrique moyen qui ne demande aucun calcul d'intégrale et aboutit à un calcul au moins cinq fois plus rapide mais à des écarts plus importants avec le modèle 1D en régime luminescent. Ceci est abordé dans la suite du chapitre dans la partie sur la validation du modèle.

3.2.5 Différences avec le modèle 2D

Grandeur, Phénomène	Code 2D	Code 0D
Structure modèle fluide (macro)	Local	Intégral
Énergie cinétique des ions/Électrons	Constante	Constante
Dynamique des électrons	Oui	Instantanée
Transport/Sources (α , D , μ)	f(E,p,gaz)	f(E,p,gaz)
Émission secondaire	Effective*	Constante
Recombinaison en volume	Oui/Non	Oui/Non
Agitation thermique (pertes surfaces)	Oui	Non
Effet du diélectrique traduit par :	Charges de surface	Condensateur externe
Potentiel en x	CL + calcul	CL + Polynôme d'ordre 2
Pas de temps (calcul num.)	Adaptatif	Constant

TABLE 3.3 – Comparaison des hypothèses de construction des modèles 1D/2D (décharge homogène) et 0D. *Une fraction des électrons secondaires émis retourne directement vers la cathode et ne contribue pas à l'ionisation directe en volume.

Les différences entre le code numérique fluide 2D et le code 0D sont de plusieurs sortes et dans un souci de lisibilité, sont présentées dans le tableau 3.3. Même si ce sont des modèles macroscopiques, les idées sont présentées dans la première colonne en raisonnant sur une phénoménologie à l'échelle des particules.

3.2.6 Validation : Décharge DC et réponse à un échelon de tension

Dans l'hélium, une comparaison entre le modèle 0D, où M est calculé par les deux méthodes (intégrale et champ moyen) décrites précédemment, et le modèle 2D est faite dans le cas d'une décharge DC, c'est à dire sans diélectriques. Les coefficients de transport utilisés sont identiques dans le modèle 2D et dans le modèle 0D. L'étude de la réponse en courant d'une décharge DC à une tension continue fixe permet de tracer la caractéristique courant-tension d'un gaz à une pression donnée. Une étude complémentaire sur les paramètres de similitudes est aussi faite dans un second temps.

Caractéristique UI

La figure 3.5 présente les résultats numériques issus des codes 0D et 2D. Comme il s'agit d'états stationnaires, les équations des modèles se réduisent à l'équation stationnaire d'auto-entretien $\gamma(M - 1) = 1$ et à celle de la conservation du courant. Les points sont obtenus en faisant varier la tension appliquée et la valeur de la résistance externe de manière à pouvoir balayer la caractéristique. Les points à faible courant sont obtenus avec des résistances de l'ordre du méga Ohm. Les courants linéiques obtenus avec le modèle 2D sont convertis en densité en multipliant par la valeur obtenue par $1/L_y$, où L_y est la dimension suivant y de l'électrode.

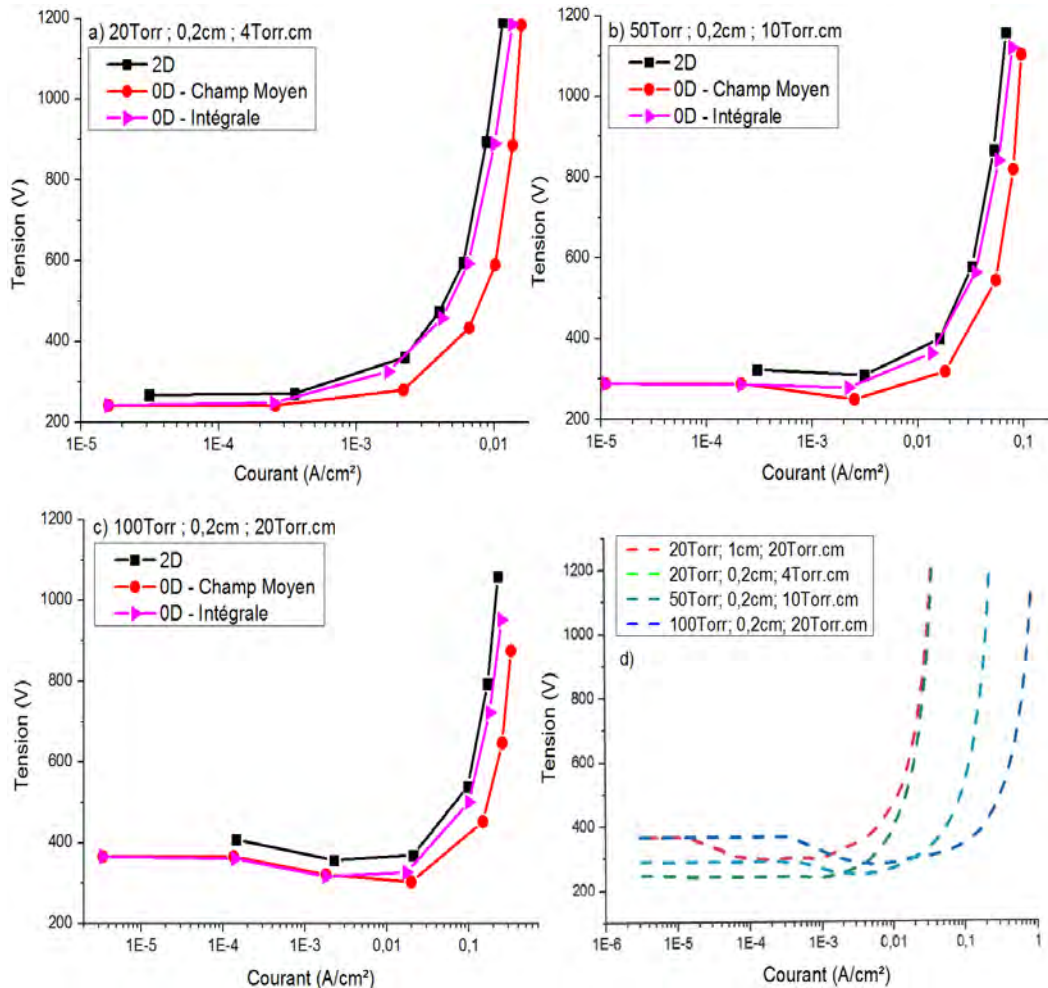


FIGURE 3.5 – a), b) et c) : Diagrammes courant-tension issus du code 2D (noir) et du code 0D (rose : intégrale pour le calcul de M , rouge : calcul direct de M en champ moyen) dans l'hélium en fonction du produit $p \times d$ (Torr.cm). Les valeurs sont a) 4Torr.cm, b) 10Torr.cm, c) 20Torr.cm. d) Diagrammes courant-tension issus du code 0D (intégrale) pour différents produits $p \times d$ (Torr.cm).

La hauteur du plateau Townsend augmente si le produit $p \times d$ augmente. Sa valeur est d'environ 250V pour un produit pression-distance de 4Torr.cm. Elle est d'environ 300V à 10Torr.cm.

La croissance de la tension commence pour des courants de l'ordre de quelques milli-ampères pour les faibles $p \times d$ et au-delà sinon. Par rapport au code 2D et pour une tension de 800V, le courant donné par le calcul intégral diffère de 14% et le courant en champ moyen diffère d'environ 50%. Ces écarts sont réduits pour des points de fonctionnement correspondant à des tensions plus faibles. En contrepartie le temps de calcul pour le code 0D en champ moyen est réduit d'un facteur 5 par rapport à celui en champ intégré.

Dans le code 0D, le mode de calcul du coefficient de multiplication électronique ne joue pas sur la valeur du plateau Townsend ce qui est en accord avec la condition d'auto-entretien $\gamma(M-1) = 1$ qui dit que si γ est fixé alors la multiplication électronique l'est aussi. L'écart entre les calculs du modèle 0D et le modèle 2D au niveau du plateau Townsend peut donc s'expliquer par la différence sur le coefficient d'émission secondaire γ . Dans le code 2D, ce coefficient varie en prenant en compte le retour sur la cathode de certains électrons émis par impact ionique. Ceci provoque la diminution du coefficient et contribue à augmenter le seuil du plateau Townsend. Il reste cependant à discuter aussi d'une éventuelle conséquence des effets de moyennage propre au code 0D (densité d'ions supposée constante dans la gaine) sur le courant. Ceci est fait dans la partie suivante concernant les DBD.

Loi de similitude

Les décharges décrites par des modèles fluides à zéro et à deux dimensions et présentant une multiplication électronique identique sur la longueur du gap sont qualifiées de similaires et possèdent un certain nombre d'invariants appelés paramètres de similitude. La concordance entre les lois de similitudes et les résultats du modèle 0D est également un moyen de confirmer sa validité et l'absence d'erreurs de codage. Le tableau 3.4 regroupe quelques valeurs de courants obtenues dans le régime ab-normal (partie croissante sur la droite des caractéristiques). Le produit *pression – distance* et la tension aux bornes du gaz y sont identiques et valent respectivement $20Torr.cm$ et $1000V$.

p(Torr)	d(cm)	j(A/cm ²)	ng.10 ¹⁶ (/m ³)	s(mm)	j/p ² (A/cm ² /Torr ²)
20	1	15/11 (0D/2D)	6.9/5.8	1.3/1.3	0.038/0.027
50	0.4	93/59	43/36	0.50/0.50	0.037/0.024
100	0.2	371/230	171/140	0.25/0.25	0.037/0.023
400	0.05	5940/3300	2740/2200	0.063/0.07	0.037/0.021

TABLE 3.4 – Modèle 0D/2D. Pression, gap, densité de courant, densité dans la gaine (max) et taille de la gaine d'une décharge DC dans l'hélium pour un $p.d$ de $20Torr.cm$ et une tension gaz de $1000V$. Les résultats du code 0D proviennent de calculs en champ moyen pour α .

Les calculs de courant pour les deux modèles sont ramenés à des surfaces fixes de $1cm^2$. En conséquence, lorsque la pression augmente, la troisième colonne montre que la densité de courant augmente de manière à conserver le rapport j/p^2 . Au delà du fait que les valeurs de courant, de densité et de taille de gaine en régime établi sont comparables, l'invariance de la grandeur j/p^2 est vérifiée pour chacun des modèles. De plus, la figure 3.5 d) montre que la densité de courant dans la partie ab-normale est identique pour une même pression ($20Torr$ ici) mais un $p \times d$ différent. Ceci est compatible avec la loi de similitude car dans ce cas là, la distance à prendre en compte n'est pas celle du gap mais celle de la taille de la gaine qui, à tension donnée, ne dépend que de la pression. Le comportement du modèle 0D en régime DC est finalement satisfaisant et il est maintenant nécessaire de vérifier s'il l'est aussi dans le cadre d'une DBD.

3.2.7 Validation : Décharge DBD et réponse à un échelon de tension

Dans cette partie, la version du code 0D utilisée correspond à une décharge DBD. Ceci est possible avec l'ajout du condensateur traduisant l'effet des diélectriques. Pour simplifier l'étude dans le cadre des DBD, il est choisi en premier lieu d'observer les résultats obtenus en réponse à un échelon de tension. Le détail des conditions expérimentales est donné dans le tableau 3.5. Dans l'état initial, aucune charge n'est présente sur les diélectriques. Dans le cadre du modèle 0D, ceci est équivalent à dire que le condensateur n'est pas initialement chargé.

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Hélium
Pression	100 Torr
Gap(L)	1 mm
Dielectrique (Ld)	1 mm
ϵ_d	5
γ	0.03
R	1000 Ω
$n_{i,0}$	$10^{12} m^{-3}$

TABLE 3.5 – Conditions de simulation pour la réponse à une échelon de tension.

Transfert de charges sur les surfaces

La charge transférée sur les diélectriques lors de l'application d'une tension continue est une constante lorsque l'état stationnaire est atteint et dépend de la tension appliquée. Une caractéristique de charge peut être réalisée pour quantifier ce transfert et déterminer les conditions de fonctionnement stables d'une décharge [80] [81]. Elle représente la variation de la tension gaz avant et après le claquage en fonction de la tension gaz avant le claquage. Cette variation de tension gaz est proportionnelle à la charge totale transférée Q_t sur les diélectriques après le claquage soit :

$$\Delta V_{gaz} = -\frac{Q_t}{C_d} \quad (3.21)$$

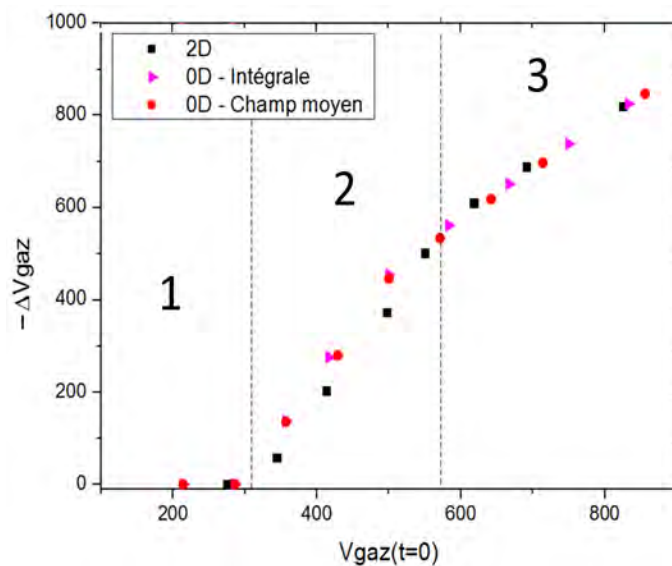


FIGURE 3.6 – Courbes de transfert en tension pour les modèles 0D et 2D dans l'hélium, 100Torr, $\gamma = 0.03$, $n_{i,0} = 10^{12} m^{-3}$.

La figure 3.6 présente les caractéristiques de charge pour les modèles 2D et 0D dans l'hélium à $100Torr$. La caractéristique de charge est divisée en trois zones. La première correspond au cas où la charge transférée est quasi-nulle (pente 0), la seconde à une charge transférée partielle (pente >1) et la troisième à une charge transférée totale (pente 1). Ici, l'utilisation de cette caractéristique est faite dans un but de validation de modèle 0D.

Dans la zone 1, il n'y a pas de claquage et la décharge s'éteint. Dans la zone 3, la tension est suffisante pour générer un claquage qui transfère quasiment une charge équivalente à $C \times U_{gaz}$ et est donc la même pour les deux modèles qui ont les mêmes caractéristiques géométriques. Dans la zone 2, la charge transférée sur les diélectriques est de 30% (milieu de zone) plus importante dans le cadre du modèle 0D. Comme lors de la comparaison des plateaux Townsend dans l'étude DC, cet écart entre les deux modèles est notable à basse tension et pourrait être également du au coefficient d'émission secondaire effectif qui, pour un couple (U_{ap}, R) donné, a pour effet de réduire le courant maximal du modèle 2D par rapport au modèle 0D (figure 3.7).

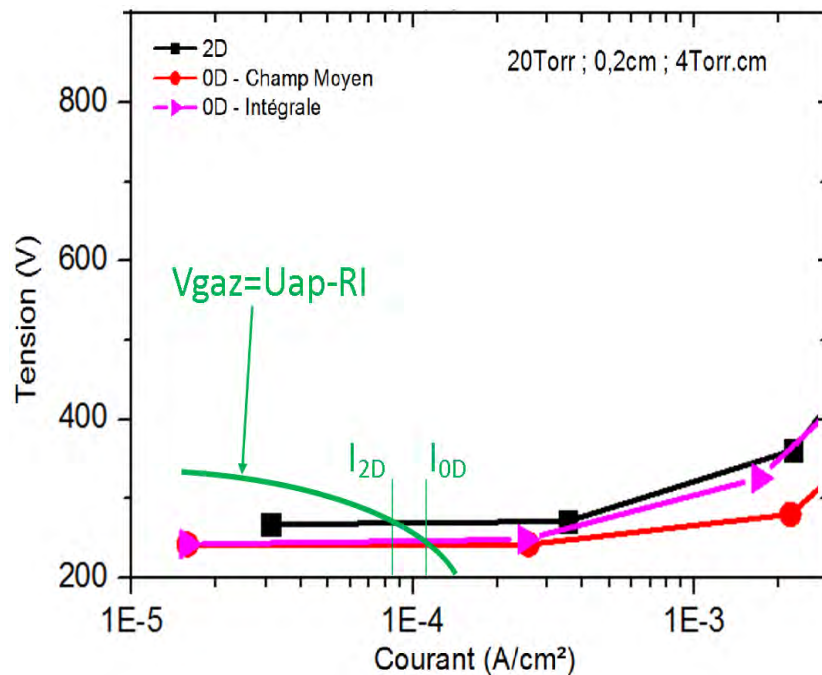


FIGURE 3.7 – Caractéristiques V_{gaz}/I des modèles 0D et 2D et droite de charge pour le couple (U_{ap}, R) dans le cas d'une décharge DC.

Malgré quelques écarts pouvant être expliqués par l'effet du γ , le modèle 0D semble en bon accord avec le modèle 2D dans le cas de cette étude sur le transfert de charges.

Forme du courant

Jusqu'à présent, seule la comparaison des états finaux était étudiée. Dans cette partie, la forme temporelle du pic de courant en réponse à une tension continue est présentée de manière à avoir une première idée sur les aspects dynamiques de la réponse du modèle 0D.

Les conditions expérimentales sont les mêmes que dans l'étude précédente figure 3.6. La figure 3.8 présente les profils temporels du courant dans le modèle 2D et 0D pour des tensions appliquées de 500V et 800V.

Pour la tension de 500V, la charge transférée est plus importante dans le cas du modèle 0D ce qui est en accord avec l'écart dans les caractéristiques de transfert pour cette tension située dans la partie 2 de la figure 3.6. Pour le modèle 0D ou 2D, les pics sont de largeurs comparables ($2\mu s$), le pic du modèle 2D à un maximum presque deux fois moins intense et démarre légèrement en retard par rapport à ceux du modèle 0D.

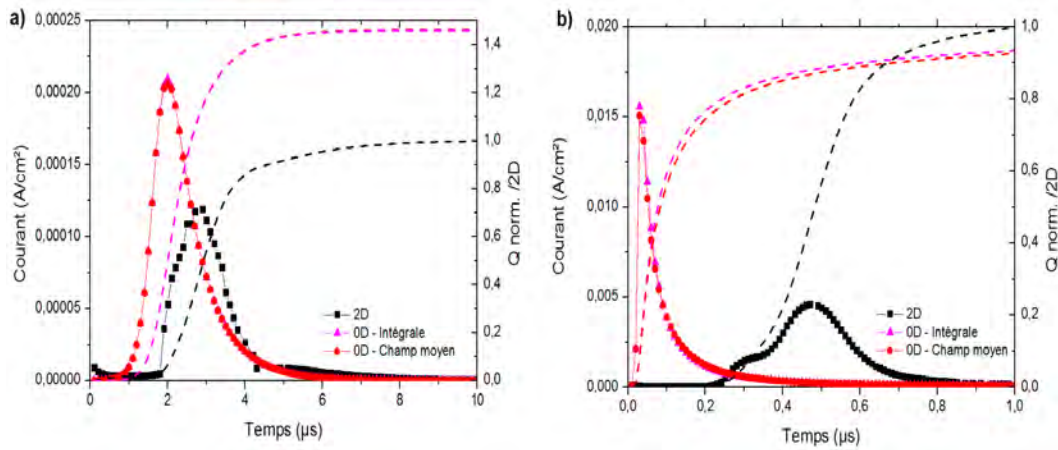


FIGURE 3.8 – Réponse en courant pour une tension appliquée de a) 500V (tension gaz initiale 350V) et de b) 800V (tension gaz initiale 550V). Charge transférée normalisée par rapport au cas 2D en pointillés. 0D : Calcul sur 100k points dont 100 points affichés.

Pour le cas à 800V, l'intégrale des courants montre que le transfert de charge est quasiment identique pour les deux modèles ce qui est en accord avec la partie 3 des courbes de transfert. Le pic du modèle 2D démarre $2\mu\text{s}$ après celui du modèle 0D et est trois fois moins intense et cinq fois plus large.

Le mode de calcul de α dans le modèle 0D n'a pas d'influence significative sur les résultats donnés. Dans le cas de l'application d'une tension constante à une DBD, sans charges initiales sur les surfaces et avec une densité uniforme comme condition initiale, les modèles 0D et 2D sont en bon accord sur les aspects statiques. Du côté dynamique, l'étude de la forme des courants a montré que malgré une physique très proche, les différences sur la forme et sur les temps d'atteinte du maximum de courant sont importantes. Comme cet écart ne provient pas du calcul de α , il faut vérifier s'il ne s'agit pas d'un effet lié au moyennage des grandeurs du modèle 0D.

Répartition spatiale des ions dans le modèle 2D

Dans le modèle 2D, l'amplification des avalanches électroniques vers l'anode fait que la plupart des ions sont créés côté anodique. Il existe donc un temps de migration de ces ions du côté anodique vers la cathode qui est lié à leur mobilité et au champ électrique. Cette durée est non négligeable devant la durée du claquage. Ce déplacement en paquet n'est pas décrit dans le modèle 0D (intégration des densités) et peut notamment avoir une incidence sur les temps caractéristiques de croissance du courant car le flux d'ions côté cathodique dépend de la densité d'ions au voisinage de la cathode. Pour vérifier que cet effet a une importance, il est nécessaire de regarder l'évolution au cours du temps du profil de densité ionique.

La figure 3.9 regroupe les profils spatiaux de densités ioniques et les profils moyennés dans la gaine à différents instants. Dans la plupart des instants choisis, la gaine occupe tout l'espace du gap sauf pour l'instant à $t = 558\text{ns}$ où la gaine occupe la moitié de l'espace. Pour la plupart des instants choisis également, l'approximation de la densité ionique constante dans la gaine (hypothèse du modèle 0D), semble visuellement correcte en comparant les valeurs de densités sur la figure 3.9 a) côté cathodique et le cas b). Par contre, pour les instants 236ns et 418ns la densité ionique au voisinage de la cathode est inférieure à la valeur moyenne de la densité sur le gap car les ions sont coté anodique (à droite). Au voisinage de ces instants, l'approximation de la densité moyenne n'est plus valable. La migration des ions vers la cathode est nécessaire pour rétablir l'accord observé à 558ns . En conséquence, le flux d'ions sur la cathode provenant de la dérive dans le champ est inférieur au flux d'ions qui existerait en prenant la densité d'ions moyenne (hypothèse du modèle 0D).

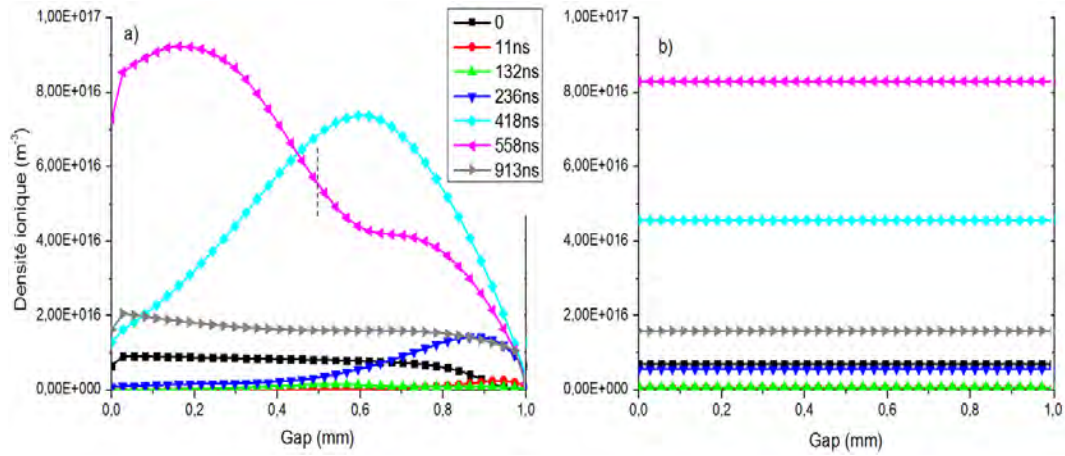


FIGURE 3.9 – Évolution de la densité ionique dans le gap au cours du premier claquage calculée à partir a) du modèle 2D, b) du modèle 2D moyennée sur le gap (où la gaine $s \approx 0.5\text{mm}$ pour le cas à 558ns) dans les conditions de la figure 3.8.b). La cathode se situe sur la gauche du gap.

Comme le flux d'ions à la cathode pilote le courant de la décharge, prendre une densité moyenne pour les ions dans le modèle 0D dynamise probablement le claquage et donne, dans le cas de la réponse à un échelon de tension, un pic de courant plus intense qui atteint son maximum plus rapidement. Les écarts entre le modèle 0D et le modèle 2D en régime DC ou en DBD avec une tension appliquée continue sont maintenant connus. Ce modèle est cependant fait pour fonctionner en régime sinusoïdal et l'idée est maintenant de vérifier son bon comportement avec une contrainte en tension alternative.

3.2.8 Validation : Décharge DBD et réponse à un sinus de tension

Dans le modèle 0D, les rôles joués par l'intégration du champ dans le calcul de α ou par les effets de moyenne sur les ions dans la gaine sont maintenant connus. Comme les calculs en champ moyen sont environ cinq fois plus rapides qu'avec l'intégrale, les prochains résultats proviennent de calculs en champ moyen uniquement. Dans cette partie, l'accent est mis sur la forme du courant dans les régimes de DBD permanents. En conséquence, seule l'étude d'une demi-période des signaux est nécessaire et les régimes transitoires ne sont pas étudiés. Quelques comparaisons de résultats entre le code 0D, le code 2D et un article sont présentés.

Régime de Townsend, azote (152 Torr.cm)

Dans l'article [74], l'équipe de Y. B. Golubovskii étudie une DBD dans l'azote à la pression atmosphérique. L'objectif de l'article est de regarder l'influence de différents mécanismes d'émission et de recombinaison d'électrons en surface sur la forme du courant obtenue et de les comparer avec des résultats expérimentaux.

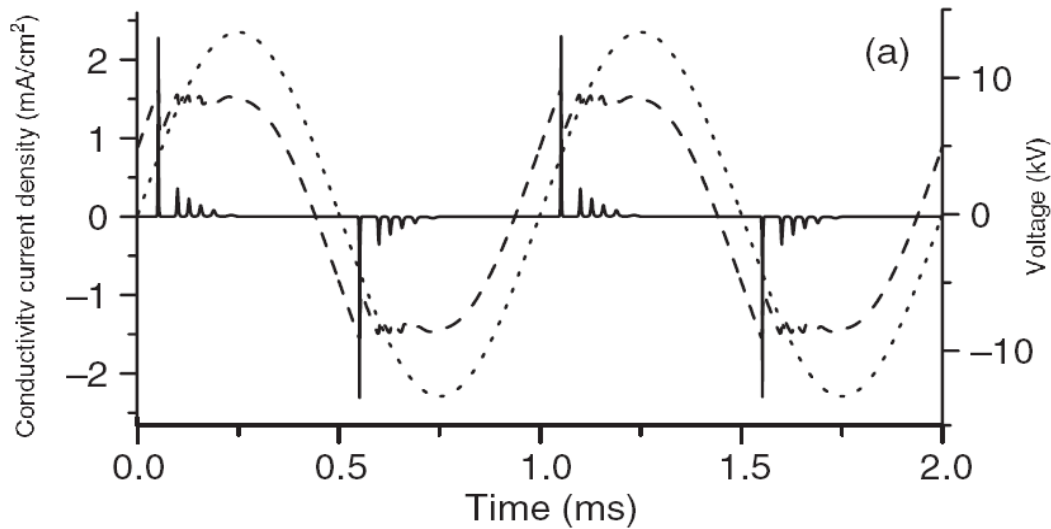
Cet article est un des seuls donnant les conditions physiques utilisées pour la simulation 0D d'une décharge de Townsend. Ces résultats seront utilisés dans le but de valider le modèle 0D de la thèse en comparant les formes de courant obtenues pour des conditions de simulation identiques. Même s'ils sont par construction différents, cette comparaison est justifiée par le fait que les modèles 0D de l'article et de la thèse ont une base commune en considérant que la génération d'électrons provient seulement de l'impact électronique en volume sur les neutres (α) et de l'émission secondaire d'électrons (γ) par impact des ions sur les diélectriques. Le modèle 2D étudié précédemment est aussi basé sur ce principe. Les conditions de simulation utilisées dans l'article sont données dans le tableau 3.6.

La figure 3.10 présente une des courbes de l'article de Y. B. Golubovskii [74] qui correspond à l'allure de la tension appliquée, du courant et de la tension gaz en fonction du temps et les

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Diazote
Pression	760 Torr
Amplitude Tension	13500 V
Fréquence	1 kHz
Gap(L)	2 mm
Diélectrique (Ld)	2.5 mm
ϵ_d	5
γ	0.01
R	1000 Ω

TABLE 3.6 – Conditions expérimentales utilisées dans l'article [74].

résultats dans les mêmes conditions pour le modèle 0D de cette thèse sont présentés sur le graphe a) la figure 3.11.

FIGURE 3.10 – Tension ($\cdot \cdot \cdot$), tension gaz ($- - -$) et courant de conduction ($-$) provenant du modèle 0D présenté dans l'article [74].

Le courant issu de l'article présente cinq pics par demi-alternance tandis que celui du code 0D n'en fait apparaître que deux. De plus, le premier pic de l'article est presque cinq fois plus intense que celui du code 0D. Cependant, la comparaison des courants montre dans les deux cas des pics de courants fins de largeur $\sim 1 - 10 \mu s$, séparés d'environ $50 \mu s$. Le palier de tension gaz semble quant à lui comparable pour un temps correspondant à la fin du groupe de pics de courant et signifie que la charge transférée sur les diélectrique est aussi comparable. Malgré ce point, les aspects dynamiques ne sont pas bien captés dans l'hypothèse où les indications de l'article sont bonnes.

Dans le but de retrouver une forme de courant similaire, les paramètres γ et L ont été modifiés. Les résultats comparatifs sont donnés sur l'ensemble des graphes de la figure 3.11. La figure a) correspondante aux conditions de l'article montre deux pics de courants espacés d'un peu moins de $100 \mu s$, alors que 6 pics sont présents dans l'article. Le fait d'augmenter le gap ou le coefficient d'émission secondaire permet d'augmenter le nombre de pics, leurs intensités et de les décaler vers la gauche ce qui revient à diminuer la tension de claquage relative à la première décharge. Dans ces conditions où les paramètres ont été modifiés, l'allure du courant ressemble à celle obtenue dans l'article mais la charge transférée est plus importante dans le cas du code 0D avec un palier de tension gaz plus bas en tension.

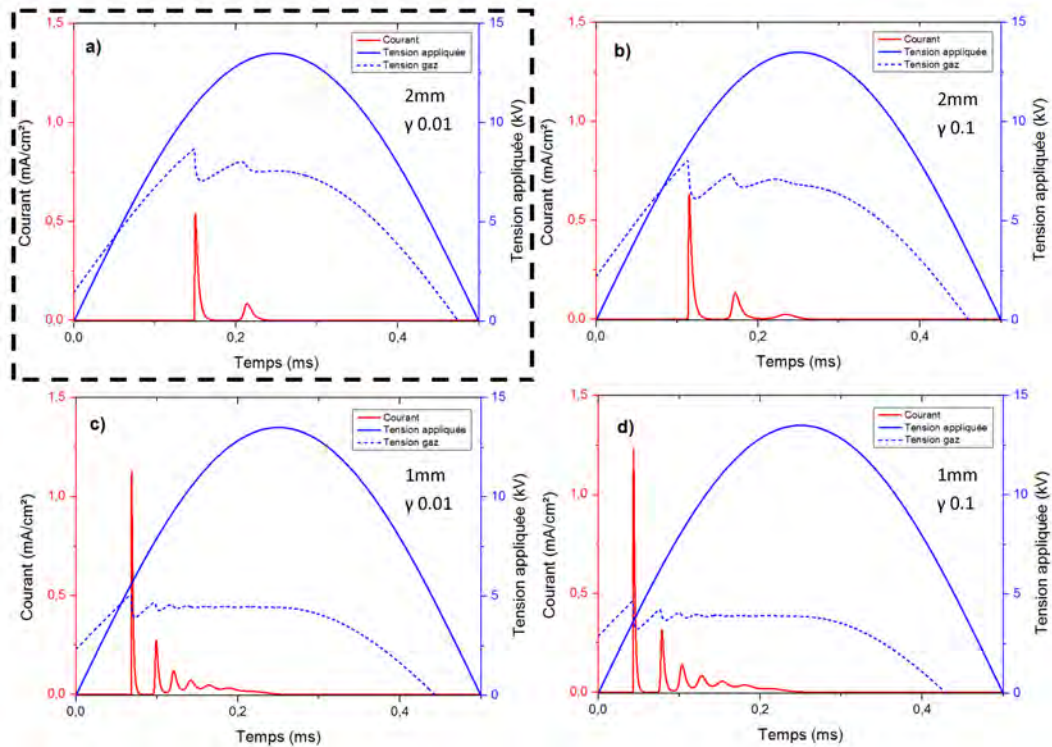


FIGURE 3.11 – Tension appliquée, tension gaz et courant de conduction en fonction du temps issus des calculs du code 0D du laboratoire. a) gap 2mm, $\gamma=0.01$ (conditions de l'article). b) gap 2mm, $\gamma=0.1$. c) gap 1mm, $\gamma=0.01$. d) gap 1mm, $\gamma=0.1$.

Dans tous les cas, il existe des différences quantitatives entre le modèle 0D de l'article et celui décrit dans cette thèse. Il est cependant remarquable que les résultats sont similaires dans le sens où un régime de Townsend multiplicatif est observé et que la charge totale transférée sur les surfaces est comparable. Les modifications dans les paramètres γ et L nécessaires à l'obtention de courants de mêmes allures sont sans doute dues à la structure interne des modèles 0D qui en dehors de leur base commune, diffèrent significativement par la dépendance de certains paramètres au champ local et par la chimie prise en compte. De plus, le modèle 0D du laboratoire révèle que le champ électrique pendant le premier claquage est suffisamment déformé et la décharge est à la limite de passer en régime luminescent. Ce régime n'est pas décrit par le modèle 0D de l'article et les conditions de simulations choisies sont à la limite entre ces deux régimes. Cela pourrait être une raison majeure dans les différences observées.

Régime luminescent, néon (3 Torr.cm)

De manière à vérifier la validité du code dans d'autres conditions, notamment dans un autre gaz, le néon est utilisé ici dans des conditions de tension et de pression plus basses et une géométrie correspondante à celle du tube utilisé expérimentalement. Peu d'articles s'intéressent à la modélisation d'une décharge dans le néon avec des conditions d'alimentation classiques. Les résultats de cette partie concernent donc une comparaison des modèles 0D et 2D du laboratoire. Les évolutions temporelles des tensions, des densités de courant et des densités de particules chargées sont présentées dans les conditions de simulations du tableau 3.7.

Les figures 3.12 et 3.13 montrent sur une demi-alternance montante les évolutions temporelles du courant de conduction, de la tension appliquée et de la tension gaz. Comme il s'agit d'un régime permanent, les instants antérieurs et ultérieurs sont obtenus en recopiant le motif obtenu (au signe près pour la tension et le courant).

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Néon
Pression	10 Torr
Amplitude Tension	1000 V
Fréquence	10 kHz
Gap(L)	3 mm
Dielectrique (Ld)	1.5 mm
ϵ_d	5
γ	0.03
R	1000 Ω

TABLE 3.7 – Conditions expérimentales pour la simulation 0D et 2D dans le néon. La géométrie correspond à celle du tube 1D.

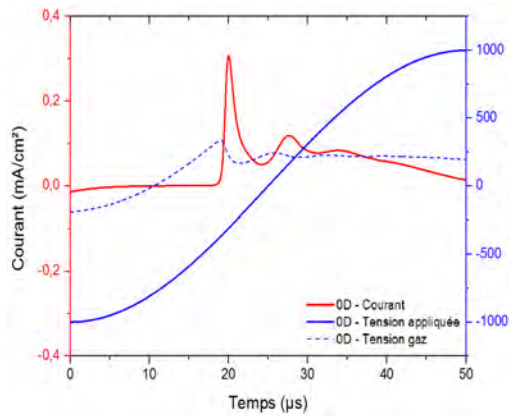


FIGURE 3.12 – Modèle 0D, néon. Évolution du courant de conduction et de la tension appliquée à 10Torr.

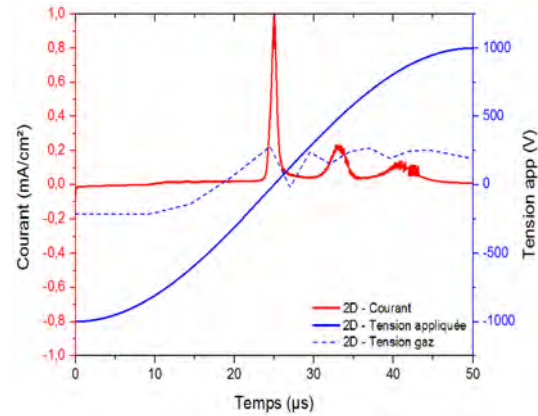


FIGURE 3.13 – Modèle 2D, néon. Évolution du courant de conduction et de la tension appliquée à 10Torr.

Une première comparaison qualitative des courants montre une forme similaire avec trois pics de courants par demi-alternance comprenant un premier pic marqué suivi de deux pics de plus faibles intensités. Les deux premier pics sont séparés d'un peu moins de $10\mu s$. Une différence quantitative est cependant notable avec un premier pic trois fois plus intense dans le cas du modèle 2D.

La figure 3.14 montre sur une demi-alternance montante les évolutions temporelles des densités d'ions dans la gaine et d'ions dans le plasma pour les deux modèles. Les grandeurs présentées pour le cas du modèle 2D correspondent à la densité moyenne dans la gaine (+), à la densité maximale dans la gaine (–) et à la densité plasma maximale au niveau des maxima de courant (·). L'absence d'écart entre (+) et (–) signifie que la densité d'ions dans la gaine est uniforme.

Pour le code 0D et le code 2D, le rapport des maxima des premiers pics de courants vaut 3 et le claquage du code 0D survient plus tôt. Les densités plasma maximales pendant le premier pic de courant sont comparables mais décroissent plus vite dans le cas du modèle 2D sur les deux pics suivants. La densité de gaine et la tension gaz évoluent pour les deux codes dans les mêmes ordres de grandeurs malgré le décalage en temps. Cette dernière remarque concernant la tension gaz signifie que la charge transférée sur les diélectriques est la même dans chacun des codes. De plus, les tailles de gaine pour les deux premiers claquages sont respectivement de $1.8mm$ et $2.7mm$ pour le code 0D, et de $2mm$ et $2.6mm$ pour le code 2D. Sur le troisième pic, l'écart entre la densité d'ions et la densité d'électrons (environ d'un facteur 100 pour les deux codes) est trop important pour parler de plasma.

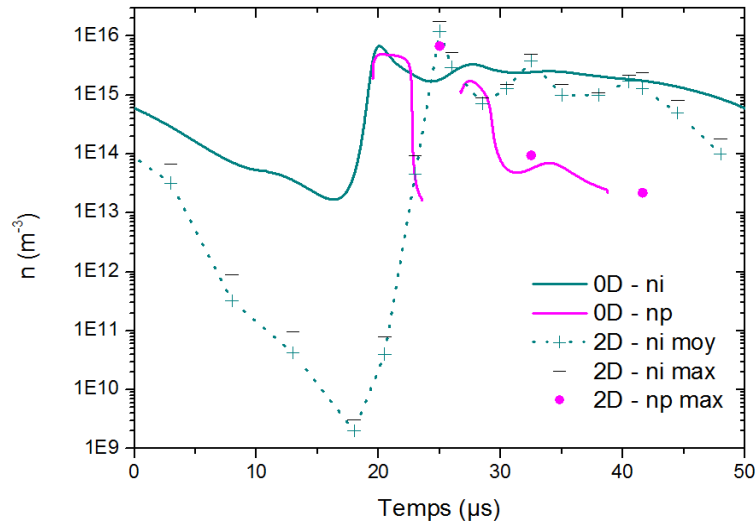


FIGURE 3.14 – Modèle 0D et 2D, néon. Évolution des densités dans la gaine et le plasma.

A la fin d'une demi-alternance, il est facilement remarquable que le code 0D conserve une densité d'ions dans la gaine 4 ordres de grandeurs (facteur 10.000) supérieure à celle du code 2D. C'est pour un temps de $18\mu s$ au niveau du minimum de densité, que cet effet est le plus prononcé. Cet écart pourrait expliquer les différences entre la hauteur et la largeur des pics de courant. Quelques tests ont été effectués sur les densités d'ions résiduelles pour identifier l'origine de cette différence. Ceci pourrait constituer une voie de travail qui aurait pour but d'améliorer quantitativement les résultats du code 0D. Comme ce travail n'avait pas de but quantitatif, le temps restant avant finalisation du document a plutôt servi à améliorer d'autres résultats.

Temps de calcul

La justification de l'utilité du modèle 0D passe aussi par le fait qu'il est censé permettre d'obtenir des résultats plus rapidement que les modèles fluides basés sur des équations locales. La comparaison des temps de calculs du modèle 2D et du modèle 0D montre que le temps nécessaire au calcul d'une période est typiquement plus court d'un facteur 500 pour le modèle 0D par rapport au modèle 2D. D'autres calculs ont montré que ce rapport peu largement encore augmenter d'un facteur dix. Typiquement pour le dernier cas à $10Torr$ le calcul prend 5 secondes avec le modèle 0D et environ 40 minutes avec le code 2D.

3.3 Bilan

Le modèle 0D réalisé dans le cadre de cette thèse utilise la phénoménologie présente dans le modèle 2D et capte qualitativement avec les bons ordres de grandeur la dynamique et les tendances d'une décharge en régime de Townsend ou en régime luminescent. Ceci a pu être vérifié par application d'une tension continue dans l'hélium et en régime de tension sinusoïdal dans l'azote à la pression atmosphérique et dans le néon à $10Torr$. La principale cause des écarts observés provient très probablement des effets de moyennages pour le calcul de α ou aux effet de moyenne sur les densités intrinsèques au modèle 0D. Les temps de calculs sont par ailleurs 500 fois plus faibles avec le modèle 0D sur tous les cas testés par rapport à ceux du modèle 2D.

Comme l'objectif d'avoir des résultats captant la physique essentielle, rapides et respectant les ordres de grandeurs est atteint, il semble donc pertinent d'utiliser ce modèle en vue de répondre à la problématique de l'origine des instabilités dans une DBD, abordée dans le chapitre 5.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux : Tendances générales

La diversité des structures spatiales observées, plus importante dans le cas de la cellule 2D, dépend des paramètres expérimentaux d'une manière encore à ce jour très imprévisible. Une des manières d'approcher les phénomènes de filamentation est en premier lieu de noter les conditions dans lesquelles on peut les observer. La deuxième étape consisterait à essayer de dégager de ces observations les idées ou les tendances en correspondance avec des résultats provenant de publications scientifiques. Jusqu'à aujourd'hui, une des difficultés majeures rencontrées dans les DBD est l'obtention de résultats expérimentaux reproductibles. La raison principale provient du manque de contrôle de l'atmosphère gazeuse dans laquelle est effectuée la décharge. Les enjeux expérimentaux de cette thèse ont été le contrôle de l'atmosphère gazeuse pour améliorer la reproductibilité des résultats et la compréhension des raisons pour lesquelles l'ajout d'une impureté moléculaire modifie la nature des observations et des mesures. Sans pour autant vouloir répondre à toutes les questions concernant les phénomènes de filamentation, ce chapitre présente quelques résultats en vue d'identifier les paramètres expérimentaux décisifs en ce qui concerne la structuration.

La première partie propose d'illustrer l'influence de l'ajout d'azote sur les structures dans le néon. Pour des questions de reproductibilité des résultats, cette analyse est basée sur l'utilisation de cellules fermées et permet la construction de diagrammes de phases et la comparaison des courants et des spectres obtenus. Ensuite, une seconde partie s'intéresse aux conséquences de changements dans la géométrie de la cellule 2D sur les structures. Cette analyse implique un travail en cellule ouverte placée dans une enceinte et l'idée est d'isoler les paramètres clés dans la structuration. La troisième partie illustre l'influence sur les patterns de paramètres supplémentaires tels que les conditions initiales ou le débit de gaz.

4.1 Effets de l'azote dans un gaz rare

4.1.1 Diagrammes de phases : Présentation

Construction

Les paramètres expérimentaux dont les variations peuvent aboutir à un changement de structure sont nombreux : Type de gaz, pureté du gaz, pression, flux, tension appliquée, fréquence, géométrie de la cellule, nature des matériaux diélectriques etc... Parmi l'ensemble de ces paramètres, il a été choisi d'en faire varier quatre : Tension appliquée (crête-à-crête), fréquence, pression et pureté du gaz. Ceci permet de construire et comparer des diagrammes de phases à deux dimensions dans un espace *tension-fréquence* pour différentes pressions et taux d'impuretés dans le gaz. La nature de l'impureté ajoutée est du diazote et la cellule utilisée est de type 2D fermée comme celle détaillée chapitre 2. Les diagrammes permettent de connaître rapidement la nature de la structure dans des conditions données. Lors des mesures nécessaires à leur construction, les formes recherchées étaient homogènes (H : décharge uniforme), filamenteuses (F : filaments spatialement fixes), filamenteuses dynamiques (I : filaments en mouvement) et correspondent respectivement aux lettres H, F et I dans les diagrammes.

Le protocole expérimental de construction d'un diagramme consiste à : (1) Fixer une fréquence, une pression et un gaz ; (2) Se placer à une tension de quelques centaines de volts (décharge éteinte) ; (3) Augmenter la tension en relevant la tension appliquée de claquage et les changements de structure éventuels ; (4) Atteindre le maximum de tension limité par claquage parasite ou la valeur max de 5kV (choix de tension max arbitraire pour lequel les amplificateurs surchauffent souvent) ; (5) Si claquage parasite, changer le gaz ; (6) Allumer la décharge et faire de même en diminuant la tension et noter la valeur minimale correspondante à l'entretien de la décharge.

Les diagrammes montrent la tension minimale (noir), la tension de claquage (rouge), la tension maximale (pointillés) que permet le dispositif et les frontières de zones structurées (bleu). Les points sont arbitrairement reliés horizontalement pour permettre la représentation des zones mais ceci n'ajoute pas d'information sur les structures présentes entre les fréquences discrètes choisies.

Reproductibilité et incertitudes

Pour s'assurer de la valeur des résultats présentés, la reproductibilité des expériences a été testée sur un cas dans l'hélium, et un cas dans l'argon. La figure 4.1 montre une superposition de huit diagrammes pour des fréquences allant de $1kHz$ à $10kHz$. Les incertitudes liées au placement d'un point peuvent provenir du manque de contrôle de la pureté du gaz (influence sur toutes les frontières) et de la difficulté liée au discernement d'une structure par rapport à une autre malgré l'utilisation d'une caméra rapide (influence sur la position des frontières en bleu séparant les zones structurées). Typiquement, dans l'hélium, l'incertitude liée au manque de discernement oculaire peut être estimée autour de $\pm 500V(20\%)$ et l'incertitude liée au manque de contrôle du gaz autour de $\pm 200V(7\%)$. Dans l'argon et le néon, ces incertitudes sont réduites à quelques dizaines de Volts.

Pour le cas de l'hélium présenté ici, les incertitudes sur la position des frontières sont les plus importantes de tous les autres diagrammes, autres gaz compris. La première raison est que parmi le néon et l'argon, l'hélium est le gaz rare le plus sensible aux fluctuations de pureté du gaz. Quelques dizaines de ppm d'impuretés en plus ou en moins suffisent à bifurquer sur une autre structure. Ces fluctuations du taux d'impuretés sont facilement atteintes avec des dégazages sur les parois lorsque les expériences sont réalisées sans flux. La deuxième vient du fait que le contraste des structures est très faible ce qui rend le discernement parfois très difficile. Ces deux

effets sont d'autant plus marqués que la pression est de l'ordre de la centaine de Torr. Dans le néon et l'argon, les décharges sont plus contrastées et la sensibilité aux fluctuations des impuretés est moins importante.

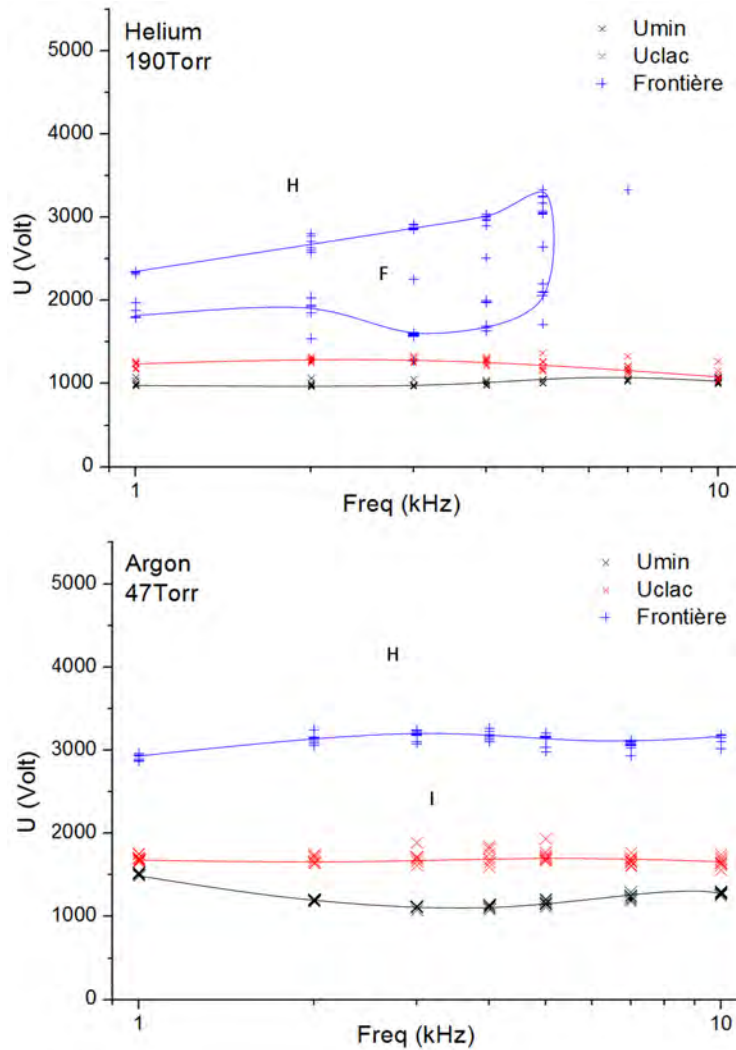


FIGURE 4.1 – Cellule 2D fermée. Superposition de 8 mesures dans l'hélium et dans l'argon sans flux. Les points sont par groupes de 8.

Diagrammes dans le néon

Le néon est le gaz rare qui, par sa faible tension de claquage, par sa plus faible sensibilité aux impuretés que l'hélium, par le grand nombre de structures qui y sont observables, par sa forte luminosité et son bon contraste, permet d'avoir un confort supérieur aux autres gaz. En conséquence, les résultats présentés concernent l'influence de l'ajout de diazote dans le néon et dans la cellule 2D. Les résultats concernant les autres gaz et ceux pour la cellule 1D sont présentés dans l'annexe C.

La colonne de gauche correspond aux mesures faites dans le néon sans flux. Chaque ligne correspond à une pression qui est une fraction entière de la pression atmosphérique : $p_{atm} = 760Torr$, $p_{atm}/2 = 380Torr$, $p_{atm}/4 = 190Torr$, $p_{atm}/8 = 95Torr$, $p_{atm}/16 = 47Torr$ et $p_{atm}/32 = 23Torr$. La colonne de droite est dans les mêmes conditions avec $1kppm$ d'azote. Ces résultats sont présentés sur les figures 4.2 et 4.3. La dernière ligne de la figure 4.3 fait exception avec l'ajout d'un cas à $10kppm$ d'azote à $47torr$.

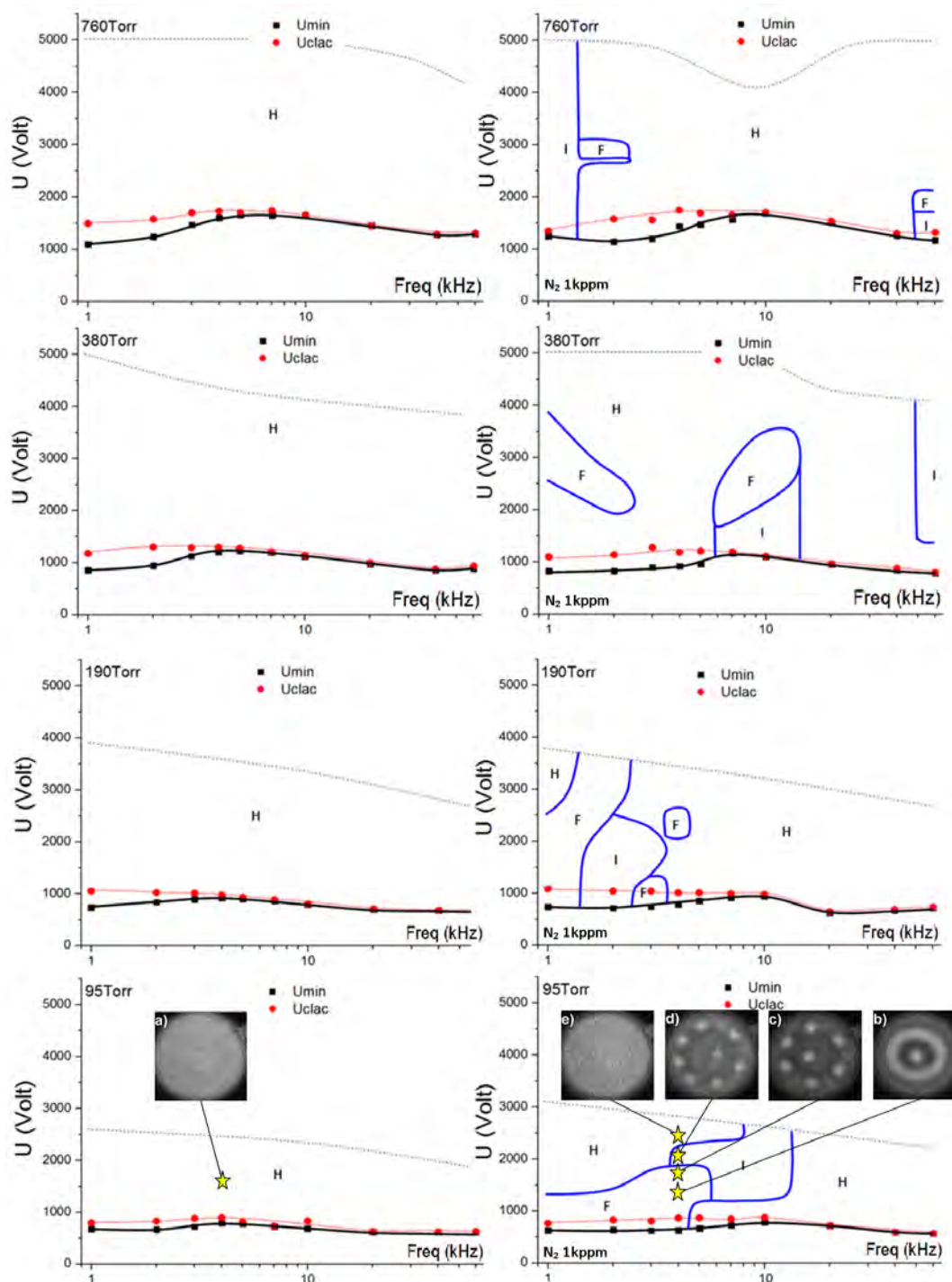


FIGURE 4.2 – Cellule 2D fermée. Diagrammes de phases à pressions élevées et intermédiaires dans le néon sans flux.

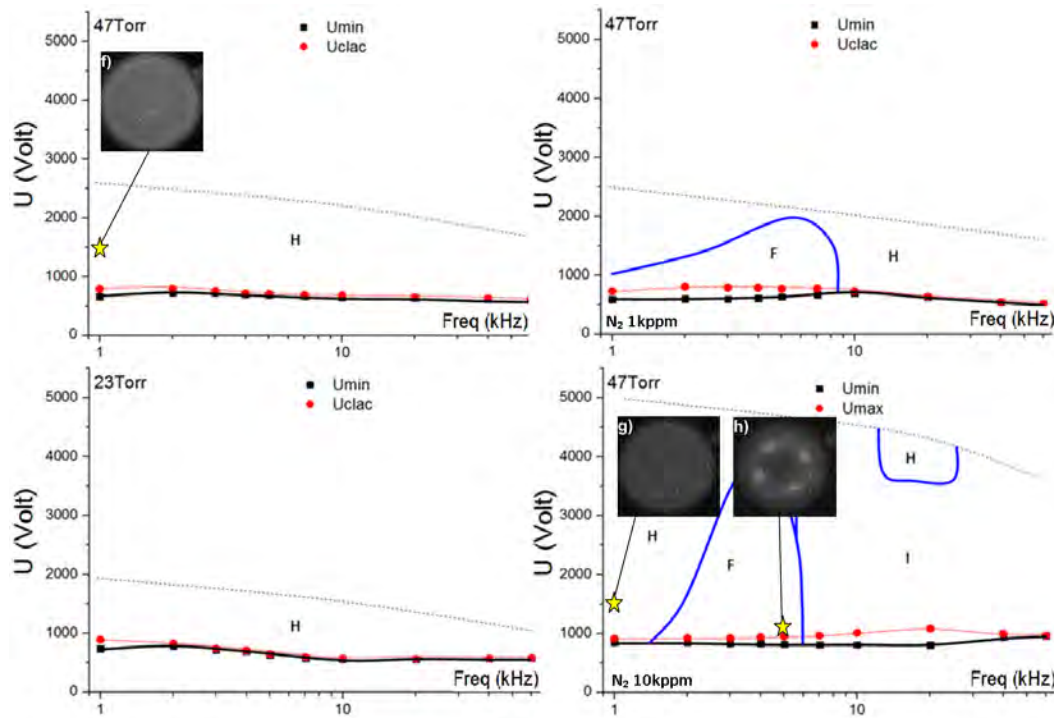


FIGURE 4.3 – Cellule 2D fermée. Diagrammes de phases à basses pressions dans le néon sans flux.

Remarques et commentaires :

- i : Il n'y a aucune structure observable dans le néon sans azote ajouté. Ce résultat est en contradiction avec les résultats numériques du modèle 2D qui montrent assez systématiquement des structures avec un code qui ne prend pas en compte tous les états excités du néon et leurs conséquences directes en volume et en surface. Il est difficile d'apporter une réponse claire pour l'instant mais il est envisageable que les espèces excitées comme les métastables ou les résonnants du néon, qui ne sont pas prises en compte dans le modèle, contribuent à favoriser l'homogénéité d'une décharge. Du côté modèle 2D, des conditions initiales homogènes donnent des structures. Il semble donc que les germes de l'émergence se font sur les erreurs d'arrondi numériques.

- ii : L'ajout d'azote fait apparaître des zones filamentaires de type F ou I sans changer significativement les valeurs des tensions de claquage et des tensions minimales d'entretien. Pour des pressions intermédiaires et basses, la filamentation se produit plutôt à basse fréquence et à basse tension. En se basant sur la supposition précédente, il est envisageable que le diazote détruit les états excités du néon responsables de l'homogénéité au profit de zones filamenteuses.

- iii : La tension de claquage et la tension minimale d'entretien diminuent lorsque la pression diminue pour une fréquence donnée. Les diagrammes sont réalisés pour des $p \times d$ de 6.9 torr.cm au minimum. Les courbes de Paschen disent que la tension de claquage augmente avec la pression si le $p \times d$ de travail est supérieur au $p \times d_{\text{mini}}$ du minimum de Paschen qui vaut quelques torr.cm dans le néon. Ici, $6.9 \text{ torr.cm} > p \times d_{\text{mini}}$ donc cette constatation est cohérente.

- iv : Un écart significatif entre la tension de claquage et la tension minimale est observable pour des fréquences $< 10 \text{ kHz}$, sinon les deux tensions sont proches. Si la pression diminue, cette constatation est de moins en moins marquée. Même si ces affirmations méritent d'être confirmées, il semble qu'un écart entre ces tensions est le reflet d'un effet mémoire lié aux charges de surface accumulées lors de la décharge précédente. Plus cet écart est important plus la quantité de charges accumulées est grande. Cet effet est moins marqué à basse pression car les courants mis en jeu sont plus faibles et également moins marqué à haute fréquence où les effets mémoires de volume sont plus importants.

- v : La tension maximale applicable diminue lorsque la pression diminue ou que la fréquence

augmente. Les claquages parasites avec le bâti en métal situé à l'extérieur de la cellule sont aussi en relation avec les courbes de Paschen. A basse pression, ces claquages se produisent assez facilement et limitent considérablement l'étendue des mesures possibles et produisent de nombreux dégazages qui introduisent des impuretés qui changent l'atmosphère gazeuse et perturbent les mesures.

- vi : L'azote introduit indéniablement de nouveaux mécanismes physico-chimiques menant à des instabilités. Les parties suivantes s'intéressent à cet aspect en complétant l'analyse visuelle par une étude en courant et une étude spectroscopique.

- vii : La richesse des formes observées est globalement décevante comparée à la diversité des structures présentées dans le premier chapitre et à celles contenues dans la thèse de B. Bernecker [50]. Les trois structures stables majoritaires sont les anneaux (image b), la structure en "fleur" faite d'un filament central et de 6 filaments périphériques (image c) et la même structure sans filament central et quatre filaments en couronne (image h). La suite du chapitre apportera plus de précisions sur ce constat en analysant plus en détails quelques cas correspondant aux étoiles jaunes placées sur les diagrammes.

4.1.2 Diagrammes de phases : Étude de cas

Pour compléter les relevés précédents montrant l'influence de l'azote sur la structuration, il est aussi nécessaire d'observer les spectres et les formes de courant. Les conditions d'acquisition, qui varient selon le cas d'étude choisi, sont précisées dans le tableau 4.1.

Cas d'étude	a	b	c	d	e	f	g	h
Tension (Vpp)	1660	1440	1730	1990	2100	1500	1500	1090
Fréquence (kHz)	4	4	4	4	4	1	1	5
Pression (Torr)	95	95	95	95	95	47	47	47
Taux N2 (%)	0	0.1	0.1	0.1	0.1	0	1	1
Spectro (tps int(s))	10	8	8	8	4	10	10	10

TABLE 4.1 – Conditions des mesures électriques et optiques.

Les conditions d'acquisition qui sont fixes pour tous les cas présentés sont précisées dans le tableau 4.2.

Grandeur	Valeur
Oscilloscope (moyennage à l'affichage)	16
Caméra (gain)	255(max)
Caméra (durée porte)	T/100
Caméra (exposition /image)	100 ms

TABLE 4.2 – Conditions de mesure électriques et optiques non changées pour tous les cas.

Dans la suite, quatre (a, c, f et g) des huit cas présentés sont accompagnés de mesures supplémentaires. Les duos $[a - c]$ et $[f - g]$ sont dans les mêmes conditions d'alimentation et de pression. Les cas a et f sont sans azote et de l'azote est ajouté dans les cas c et g. Dans les cas présentés et pour les grandeurs physiques mesurées, chaque demi-alternance est équivalente.

Cas 'a' : néon

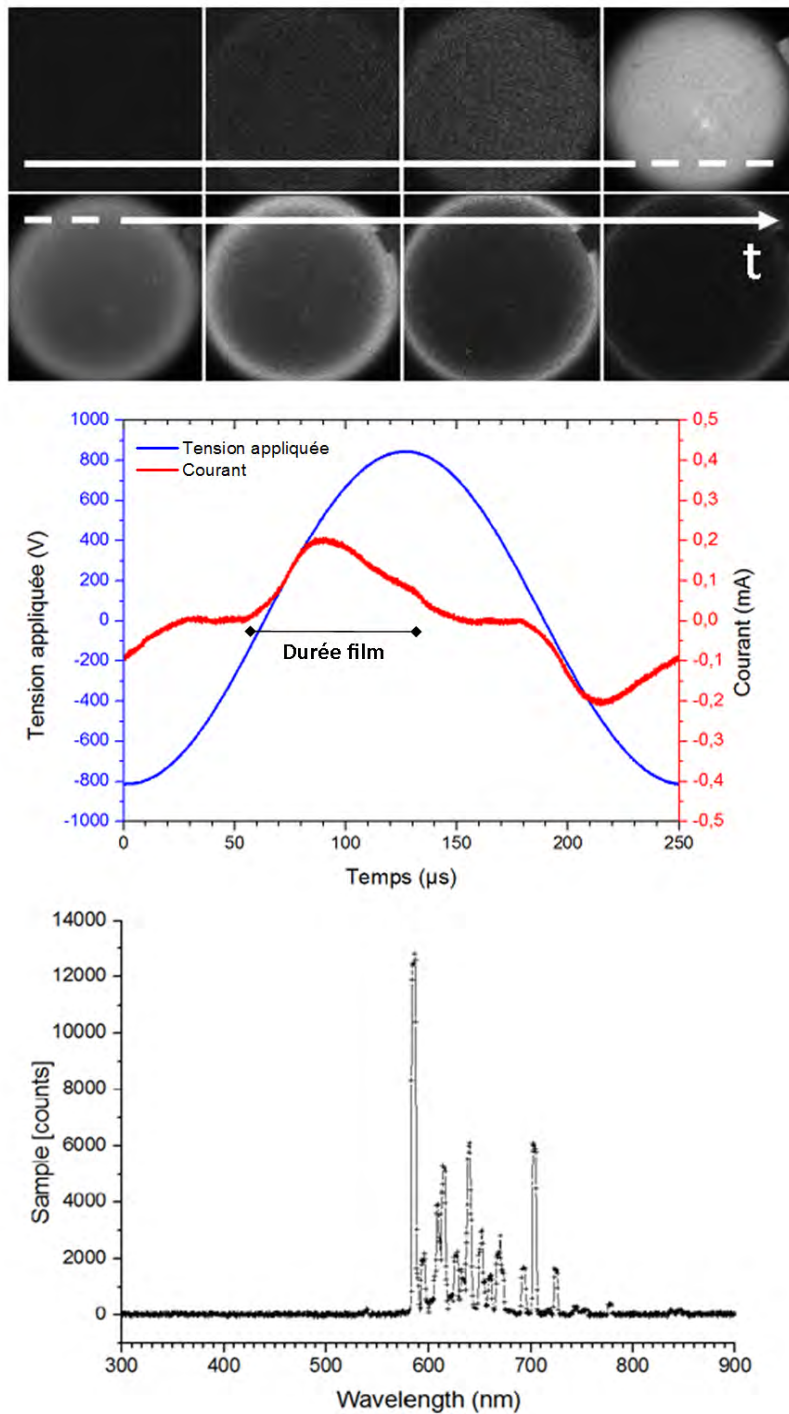


FIGURE 4.4 – Cas 'a', cellule 2D fermée, Néon, 95Torr, 4kHz. Séquence d'images autour du pic de courant, forme du courant de conduction et spectre.

La série d'images illustre l'allure de la décharge observée à différents instants et est centrée sur le pic de courant au niveau de la 4e image. La décharge est homogène mais en fin de décharge, une couronne lumineuse à tendance à se former à la périphérie de l'électrode. Le courant forme un seul pic dont le maximum est synchronisé avec le maximum de lumière de la séquence. Le pic a une amplitude de $150\mu A$ et une durée de $100\mu s$ et les raies du spectre correspondent à celles du néon.

Cas 'f' : néon

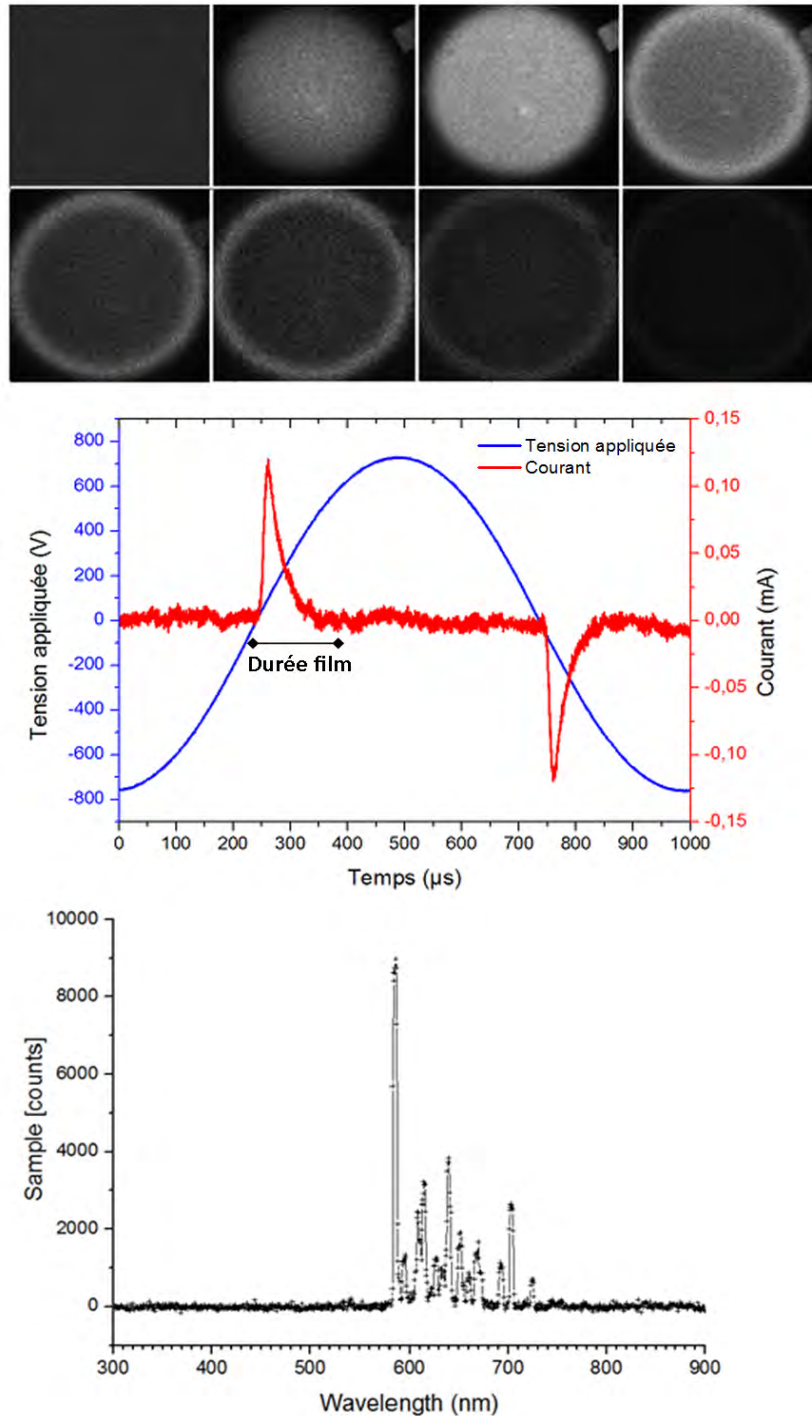


FIGURE 4.5 – Cas 'f', cellule 2D fermée, Néon, 47Torr, 1kHz. Séquence d'images autour du pic de courant, forme du courant de conduction et spectre dans le néon.

La fréquence et la pression sont inférieures au cas précédent mais la décharge est toujours de type homogène. Le pic de courant a une amplitude inférieure au cas précédent de $110\mu A$ et une largeur similaire de $100\mu s$. Dans le spectre, les raies observées sont aussi seulement celles du néon.

Cas 'c' : néon + azote 1kppm

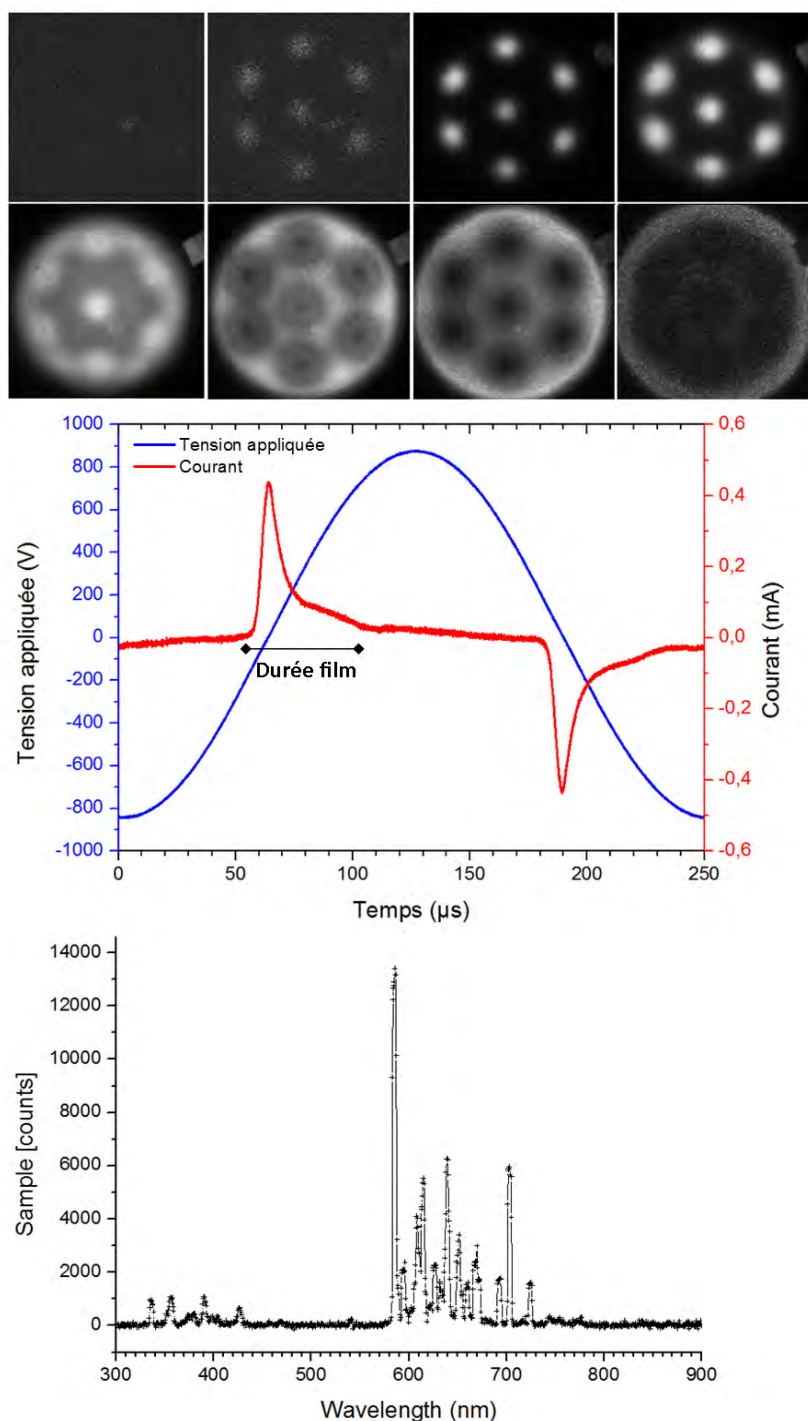


FIGURE 4.6 – Cas 'c', cellule 2D fermée, néon, azote 1kppm, 95Torr, 4kHz. Séquence d'images autour du pic de courant, forme du courant de conduction et spectre.

Les conditions sont identiques au cas 'a' avec 1kppm d'azote en plus et la structure est de type "fleur". Les filaments naissent toujours aux mêmes endroits à chaque demi-alternance. Une deuxième décharge plus faible apparaît ensuite et occupe l'espace non occupé par les filaments initiaux puis s'éteint. Le courant présente un pic principal d'environ $400\mu A$ d'amplitude, et une légère bosse dont l'amplitude est inférieure à $100\mu A$ qui traduit l'existence d'une deuxième décharge. Le spectre montre la présence de nouvelles raies entre $300nm$ et $450nm$ correspondant entre autres aux états N_2^* et N_2^+ de l'azote, probablement excités par effet Penning.

Cas 'g' : néon + azote 10kppm

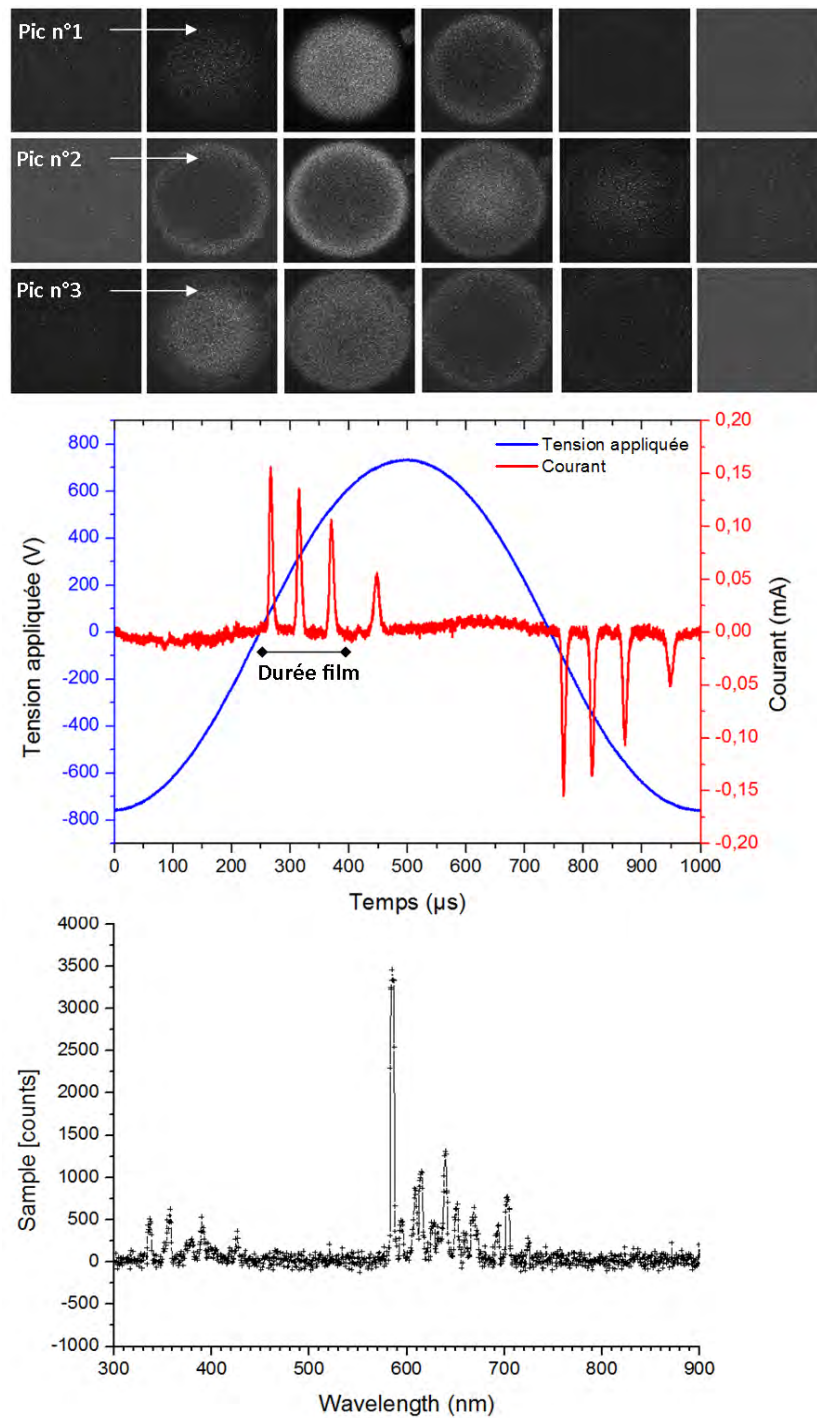


FIGURE 4.7 – Cas 'g', cellule 2D fermée, néon, azote 10kppm, 47Torr, 1kHz. Séquences d'images sur les trois premiers pics de courant, forme du courant de conduction et spectre.

Les conditions sont identiques au cas 'f' avec 10kppm d'azote en plus. Chaque ligne est associée à un pic. Le premier est une décharge partant du centre et finissant vers l'extérieur, l'inverse pour le deuxième avec une décharge partant du bord et finissant au centre et une troisième identique à la première. La quatrième décharge, non présentée, est moins lumineuse et quasiment homogène. Le courant présente quatre pics sur chaque demi-alternance et les pics successifs sont graduellement de moins en moins intenses avec des intensités allant de $150\mu A$ à $50\mu A$. Le spectre montre également la présence de nouvelles raies entre $300nm$ et $450nm$ correspondant à l'azote.

Conclusion

L'ensemble des cas étudiés montre que les décharges ne s'amorcent jamais strictement de manière homogène. Il y a toujours un décalage entre les zones spatiales correspondant à l'amorçage et celles correspondant à l'extinction ce qui fait penser aux structures de type "honey-comb" décrites par B. Bernecker [51]. Comme prévu par les diagrammes et illustré sur le cas 'c', l'ajout d'azote peut modifier la structure observée. D'autre part, l'ajout d'azote fait apparaître de nouvelles raies sur les spectres et les courants voient leurs maxima augmenter au moins d'un facteur 2 par rapport au cas sans azote. Cela laisse penser que l'azote modifie les espèces ionisées et excitées présentes dans le gaz qui, par effets induits, agissent sur toutes les autres grandeurs observables, notamment le courant. Il est aussi important de noter qu'une décharge d'aspect homogène n'est pas synonyme d'une absence d'azote (cf. cas 'g') et inversement, une décharge qui filamente n'est pas forcément liée à l'ajout d'azote dans le gaz (cf. diagrammes de phases).

L'ajout d'azote au cas 'f' est illustré sur le cas 'g' et montre une apparition de plusieurs pics de courant tout en gardant une structure d'aspect homogène. Le régime multipic observé en 'g' présente une bonne stabilité et montre une variation dans la structure des pics de courants lorsque le taux d'azote change. La partie suivante illustre et tente de comprendre ces observations.

4.1.3 Forme du courant

Selon la quantité d'azote, le courant peut présenter un ou plusieurs pics par demi-alternance du signal de tension appliqué. D'une façon moins marquée, le débit du gaz injecté peut aussi modifier la forme du courant. Dans l'hélium et avec la cellule 1D (tube), le courant est souvent formé de plusieurs pics par demi-alternance. L'objectif est d'étudier et de comprendre l'influence du taux d'azote et du flux sur le nombre, la forme, les positions des pics et de lier ces observations aux spectres. Les conditions expérimentales sont présentées dans le tableau 4.3.

Grandeur	Valeur
Pression (Torr)	47
Tension (Vpp)	3000
fréquence (kHz)	2
Temps integ. spectre (s)	10

TABLE 4.3 – Conditions expérimentales utilisées dans l'hélium.

Les taux d'azote utilisés pour les mesures sont (en kppm) : 0, 2.5, 5, 10, 20, 40, 80. Les résultats présentés ici illustrent seulement les cas 0ppm et 10kppm. Dans tous les cas où le taux d'impureté ne dépasse pas 40kppm, la décharge présente un aspect homogène sur les premiers pics comme illustré figure 4.8. A 80kppm soit 8% d'azote, la structure filamente et les pics de courant ne sont pas bien définis dans le temps.



FIGURE 4.8 – Tube 1D. Décharge dans l'hélium avec 1% d'azote. Vue transversale.

L'ensemble des résultats (seuls deux taux d'impuretés sont présentés ici) permet de remarquer que dans une même demi-alternance, l'intensité des pics d'une série diminue au cours du temps, le flux ne change pas le nombre de pics et l'augmentation du taux d'azote augmente le nombre de pics. Le flux décale systématiquement les maxima vers la droite. Par accumulation, cet effet se remarque plus sur les derniers pics de courant. Sans azote ajouté, le flux accentue l'intensité

du premier pic de courant et diminue légèrement sa largeur. Des analyses complémentaires ont montré que ce flux apporte des impuretés provenant de dégazages en amont du dispositif. Cette observation est donc une conséquence du drainage d'impuretés par le flux. Avec présence d'azote, il n'y a pas de modification de l'intensité des pics lorsqu'il y a du flux. L'augmentation du taux d'azote augmente la tension de claquage du premier pic et augmente le nombre de pics. Le nombre de pics plus important semble être une conséquence de la diminution de la largeur des pics et de l'écart en tension entre deux pics consécutifs. Les derniers pics de plus faibles intensités sont plus larges. Les films de ces derniers pics montrent que la décharge s'amorce latéralement et balaye la surface de l'électrode ce qui peut expliquer leurs largeurs plus importantes. Les spectres évoluent aussi en fonction de l'ajout d'azote.

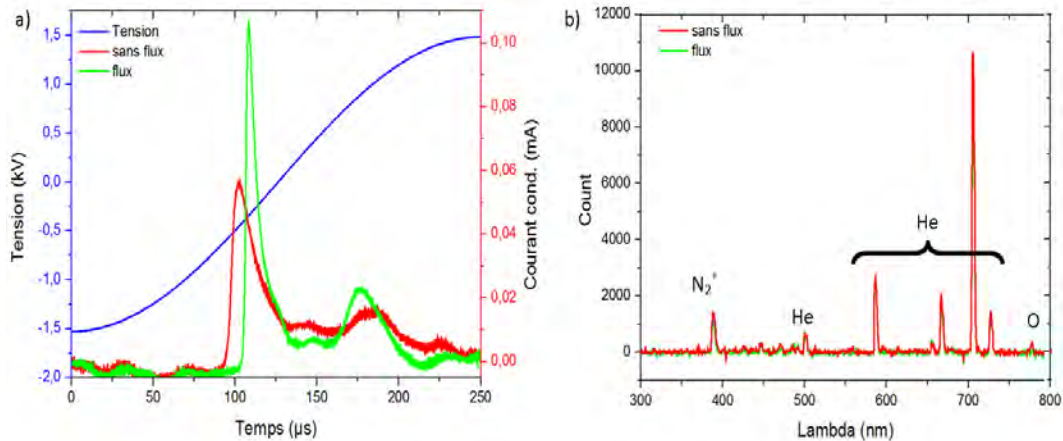


FIGURE 4.9 – Tube 1D, hélium, sans et avec flux de 25mL/min, 47Torr, 2kHz, 3000Vpp. a) Courants de conduction et b) spectre.

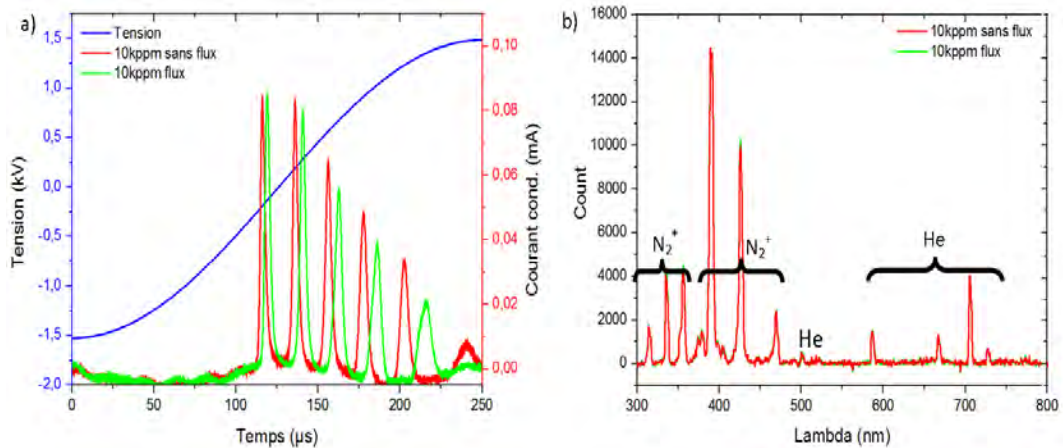


FIGURE 4.10 – Tube 1D, hélium, 10kppm d'azote sans et avec flux de 25mL/min, 47Torr, 2kHz, 3000Vpp. a) Courants de conduction et b) spectre.

Une raie résiduelle de l'azote à 391nm est toujours présente et traduit que même dans des conditions considérées comme pures, il y a de l'azote qui intervient dans la décharge. La bouteille, qui contient déjà au départ des impuretés et les dégazages permanents aux parois en sont certainement la cause. En tenant compte du diagramme d'énergie donné au chapitre 1, il semble très probable que des états excités de l'hélium comme les métastables, ionisent par effet Penning l'azote et d'autres composés moléculaires éventuellement présents et contribuent à générer des pics de courant plus marqués. Le flux ne modifie pas la position ni l'intensité des raies et les spectres sont superposables. Dans l'hélium, une présence d'oxygène est notable et peut aussi

provenir de résidus d'impuretés dans la bouteille d'hélium comprimé et/ou de dégazages. Les figures 4.9 et 4.10 montrent que si la quantité d'azote augmente, les raies de l'hélium diminuent en intensité et les raies de l'azote augmentent. La figure 4.11 montre qu'à 80kppm d'azote, la tendance est différente avec les raies de l'azote ionisé qui diminuent et les raies provenant des métastables de l'azote qui augmentent et dominent toutes les autres. Dans ce dernier cas, le taux d'azote est tel qu'il semble délicat de considérer qu'il s'agit d'une décharge dans l'hélium où l'azote jouerait seulement un rôle d'impureté.

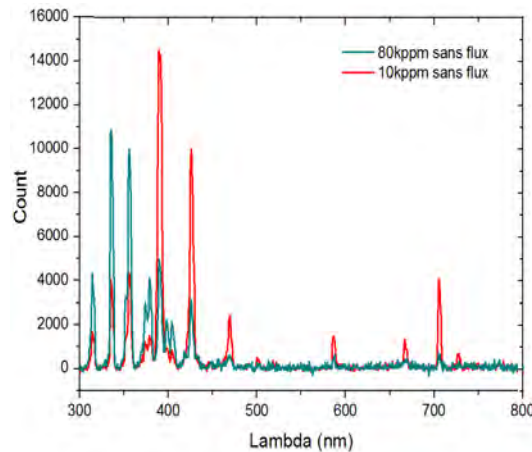


FIGURE 4.11 – Tube 1D. Comparaison des spectres dans l'hélium avec 1% et 8% d'azote.

Des résultats de simulations 0D présentés au chapitre 5 dans le but d'observer les effets d'un ajout d'azote sur le courant sont compatibles avec ces observations et semblent induits par un effet Penning. L'ajout d'azote rend les pics de courant plus fins et plus nombreux sans changer significativement la hauteur du premier pic. La charge transférée par pic est donc plus faible. Si la tension continue d'augmenter à la suite du premier claquage de la série, le second claquage va se faire plus tôt étant donné que la charge accumulée sur les diélectriques par le premier claquage est plus petite. S'additionne à cela une ionisation Penning de volume produite par les métastables de l'hélium qui ont une durée de vie longue devant la durée des pics. Cette ionisation supplémentaire entre les claquages favorise certainement aussi l'amorçage de la décharge suivante à plus basse tension. Pour autant ceci n'explique pas l'amorçage à plus haute tension du premier pic de la série lorsque la quantité d'azote est plus importante. Il est envisageable que l'ionisation de volume produite par effet Penning ait une durée inférieure au temps mort séparant deux séries de pics appartenant à deux demi-alternances différentes. A ce moment là, il s'agit de faire un claquage dans un milieu plus chargé en azote. Dans ce cas et comme montré dans l'annexe A, le coefficient d'ionisation est plus faible et la tension de claquage est par conséquent supérieure à celle d'un cas moins chargé en azote.

4.1.4 Effet de l'azote : Bilan

Cette partie avait pour but d'illustrer avec une étude expérimentale, les effets de l'azote sur une décharge. Les différents moyens utilisés pour y parvenir ont été l'imagerie rapide, la spectroscopie UV-Visible et des mesures de courant.

Les diagrammes de phases présentés dans cette partie et en annexe C montrent que dans l'hélium, le néon et l'argon, pour des conditions opératoires données, l'augmentation du taux d'azote peut modifier la structure observée. Cette modification s'effectue majoritairement en passant d'une décharge homogène à une décharge filamentaire. Parfois, la décharge reste homogène et dans quelques cas particuliers correspondant plutôt à des conditions à basse fréquence et basse pression, la décharge passe d'un régime filamentaire à un régime homogène. L'existence

des ces particularités exclut la possibilité d'extraire des tendances générales de ces diagrammes. Il est donc nécessaire de compléter l'étude par d'autres mesures.

Dans l'hélium et le néon, les courants montrent aussi une dépendance forte à la quantité d'azote présente dans la décharge. Même si les résultats n'ont pas été montrés, l'argon fait office d'exception avec une dépendance moins marquée. Sur les quelques cas étudiés, l'augmentation de la quantité d'azote a pour effet d'augmenter l'intensité des pics de courant et de diminuer leur largeur. Plus difficile à entrevoir, un léger retard du premier pic de courant est aussi observable par rapport au cas sans azote ajouté. Lorsque les quantités d'azote sont de l'ordre ou inférieures à $1kppm$, la décroissance du courant semble plus lente comparée aux cas où il y en a davantage.

Les spectres réalisés mettent en évidence que le flux n'a pas une influence forte sur les raies. Les résultats dans l'hélium sans azote montrent une raie de l'azote en permanence ce qui prouve que même lorsque l'azote n'est pas artificiellement ajouté, le gaz en contient. Comme les taux d'impuretés sont voisins dans chacune des bouteilles de gaz et que le dispositif expérimental est le même pour toutes les études en cellules fermées, la réalisation d'une décharge dans un gaz strictement pur n'est techniquement pas possible. Dans le néon, des temps d'intégration plus longs faisant saturer les raies du néon dans le cas de la figure 4.4 montrent que le groupe des raies de l'azote autour de $400nm$ est présent.

Hypothèses : Même si pour l'instant il n'est pas possible de prouver que c'est bien l'azote ionisé par effet Penning dans l'hélium ou le néon qui conditionne l'apparition d'une structure ou non, l'ensemble de ces observations semble cohérent pour appuyer cette supposition. Les différentes intuitions acquises dans cette partie et concernant les mécanismes microscopiques qui seraient engendrés par la présence d'azote sont approfondies dans le chapitre 5 grâce à l'appui supplémentaire de résultats numériques.

4.2 Effets géométriques et filaments

Dans le néon, les différents patterns obtenus dans la littérature avec des électrodes à deux dimensions montrent souvent une diversité dans les structures observées et un nombre de filaments plus important par rapport à ce qui est observé dans la cellule 2D fermée. Un ajout d'impuretés d'azote ou même d'air ne permet pas de retrouver les patterns observés par ailleurs. Cette différence ne semble donc pas trouver son explication dans la nature de l'atmosphère gazeuse ou du mode d'alimentation électrique. Comme la cellule utilisée a une géométrie fixe et que les conditions d'observation de patterns "riches" correspondent à des géométries différentes, l'idée est dans cette partie de faire varier les paramètres géométriques et de voir leurs influences sur la structuration.

4.2.1 Grandeurs caractéristiques et mesures

L'effet des différentes tailles caractéristiques de la cellule a des conséquences importantes sur la structuration de la décharge. Cette partie propose, via une analyse d'images, d'observer, d'analyser et de clarifier l'influence de la variation des grandeurs géométriques sur la formation des structures. La figure 4.12 rappelle l'ensemble des grandeurs géométriques pertinentes.

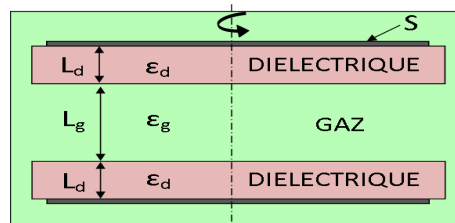


FIGURE 4.12 – Grandeurs géométriques caractéristiques et permittivité.

Les électrodes sont de même nature, faites de disques de mêmes surface S et en vis-à-vis. La variation des grandeurs géométriques nécessite l'utilisation de cellules 2D ouvertes placées à l'intérieur d'une enceinte fermée comme détaillé au chapitre 2. L'inconvénient de mesures dans ces conditions est un manque de contrôle du taux d'impuretés. Une comparaison des tensions de claquage avec celles obtenues dans les cellules fermées permet de dire si la quantité d'impuretés dans l'enceinte est supérieure à $1kppm$. C'est d'ailleurs le cas pour les résultats présentés dans cette partie. Les pressions utilisées vont de $20Torr$ à $380Torr$ et les fréquences de $2kHz$ à $10kHz$. La variation de la taille du gap Lg est obtenue avec des cales calibrées de $1mm$, $2mm$ et $3mm$. Le changement de l'épaisseur du diélectrique Ld est possible par empilement de lamelles de même nature diélectrique ayant pour épaisseurs $1mm$ ou $3mm$. La permittivité diélectrique relative ϵ_d est modifiée en changeant le type de verre et les valeurs utilisées sont 5 et 9 et celle du gaz ϵ_g est prise égale à 1.

Les mesures effectuées sont réduites à une photographie de la décharge sur une période du signal de tension appliqué. Avec des conditions de tension et de fréquence fixes, la variation de la géométrie aboutit souvent à l'extinction de la décharge, à une décharge homogène ou avec peu de filaments. Pour s'affranchir de ce problème, les conditions de fréquences et de tensions ont été ajustées de manière à satisfaire le critère suivant : **observer un maximum de filaments sur chacune des acquisitions**. Pour une augmentation de tension à partir d'une décharge allumée au voisinage de la tension minimale jusqu'à une tension modérée de quelques kilo-Volts, la succession de structures observées est souvent la suivante : Quelques filaments sur fond sombre, augmentation du nombre de filaments, maximum de filaments, diminution du nombre de filaments et augmentation de la luminosité du fond, fond très lumineux sans filaments.

4.2.2 Taille du diélectrique

Les électrodes sont collées sur des disques de verre d'épaisseur $1mm$ et de diamètre double par rapport à celui des électrodes pour éviter des décharges qui contourneraient les électrodes. Deux autres disques de verre de même nature et d'épaisseur $2mm$ peuvent être ajoutés à l'intérieur des disques précédents et ainsi former des diélectriques d'épaisseur $3mm$ de chaque côté de l'espace gazeux. Le gap est fixe et vaut $3mm$. Chaque changement implique une ouverture du dispositif. La figure 4.13 présente les images obtenues pour $1mm$ et $3mm$ et le tableau 4.4 regroupe les paramètres expérimentaux imposés au moment de chaque acquisition.

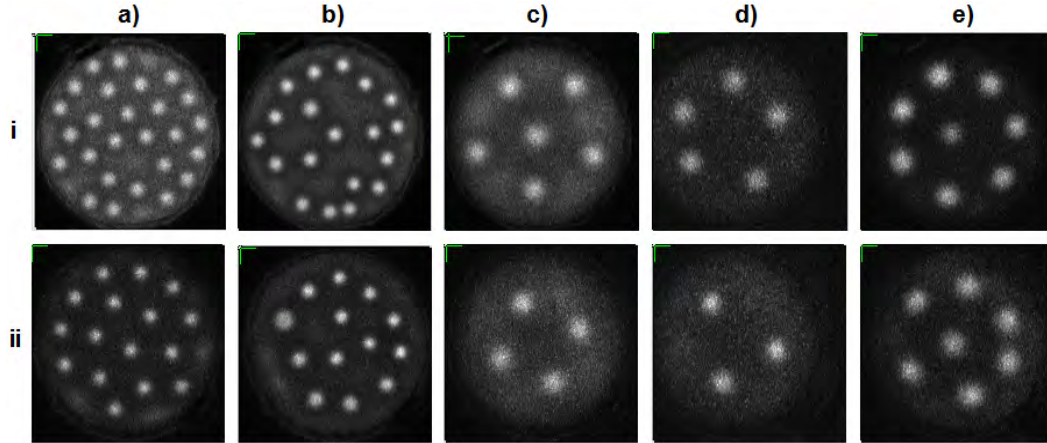


FIGURE 4.13 – 2D ouverte, néon. Influence de l'épaisseur du diélectrique à gap constant $Lg = 3mm$. Diamètre d'électrode $\Phi = 50mm$.

		a	b	c	d	e
Cas	Ld(mm)↓ - P(torr)→	20	47	95	190	380
i	1	853-10	960-10	768-4	676-2	784-2
ii	3	847-10	1117-10	874-4	914-2	1076-2

TABLE 4.4 – Influence de l'épaisseur du diélectrique. Paramètres expérimentaux dans le néon [U_{app} (Vpp) - f (kHz)]

Une autre série d'images non présentée ici et faite avec le même gap $Lg = 3mm$, une épaisseur de diélectrique de $Ld = 3mm$ et une permittivité $\epsilon_d = 9$ montre une apparence similaire aux images de la figure 4.13 pour chacune des pressions. Les images décrites sont des vues fixes mais la plupart des observations correspondent à des structures dynamiques où les filaments internes sont en mouvement. Malgré le mouvement des filaments leur nombre reste conservé pour des paramètres expérimentaux donnés.

La permittivité et l'épaisseur de diélectrique ont été modifiées respectivement d'un facteur 2 et d'un facteur 3 et ne montrent pas de changements profonds concernant la dynamique, la répartition, la taille et le nombre de filaments observables. Par ailleurs, il semble que les basses fréquences autour de $2kHz$ et/ou les pressions intermédiaires autour de $200Torr$ favorisent l'observation de gros filaments.

4.2.3 Surface des électrodes

Des plaques de verre plus grandes mais de permittivité $\epsilon = 9$ ont été utilisées pour construire une cellule avec des électrodes collées de diamètre $\Phi = 120mm$. Les résultats sont comparés aux mêmes conditions avec les électrodes de diamètre $\Phi = 50mm$ mais avec un verre avec $\epsilon = 5$. Même si cela fait une étude comparative ou deux paramètres varient au lieu d'un seul, l'étude précédente

laisse penser que l'influence de la permittivité n'est pas significative. La figure 4.14 montre les résultats avec les deux tailles d'électrodes et le tableau 4.5 donne les conditions expérimentales. Une ouverture de l'enceinte est nécessaire pour changer la taille des électrodes. Pour faciliter la comparaison et se faire une idée des échelles, un cercle jaune de diamètre $50mm$ est ajouté sur les images correspondantes aux électrodes de diamètre $120mm$.

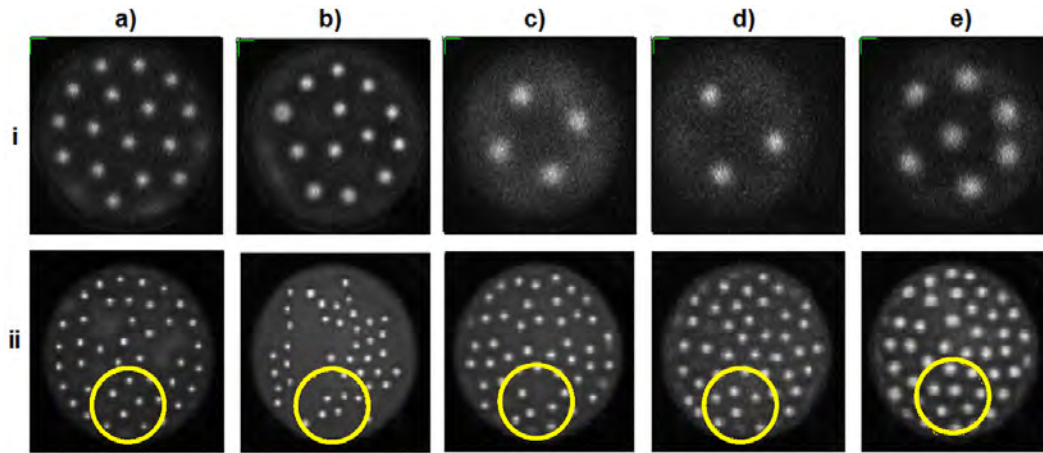


FIGURE 4.14 – 2D ouverte, néon. Influence de la surface d'électrode à gap constant. Les diamètres d'électrodes sont $\Phi = 50mm$ (i) et $\Phi = 120mm$ (ii).

		a	b	c	d	e
Cas	$\Phi(mm)\downarrow - P(torr)\rightarrow$	20	47	95	190	380
i	50	847-10	1117-10	874-4	914-2	1076-2
ii	120	651-10	879-10	857-7	912-5	1017-4

TABLE 4.5 – Influence de la surface. Paramètres expérimentaux dans le néon [U_{app} (Vpp) - f (kHz)].

Les structures de la première ligne et celles comprises dans les cercles jaunes sont semblables. La taille de l'électrode n'a donc pas d'influence majeure sur la taille et l'espacement des filaments. Comme dans le cas précédent, il semble que les cas correspondants à des fréquences au maximum de $5kHz$ pour des pressions intermédiaires présentent là aussi de plus gros filaments.

Dans le néon, toutes les observations d'anneaux faites lors de la construction des diagrammes de phases 2D en cellule fermée avec un diamètre d'électrodes égal à $50mm$ ont laissé apparaître au maximum deux anneaux comme observé sur la figure 4.15 a). L'idée est donc de vérifier si l'influence de la taille de l'électrode engendre une modification de ce pattern.

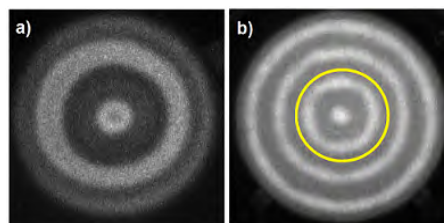


FIGURE 4.15 – 2D ouverte, néon. Influence de la surface d'électrode sur la taille des anneaux. Les diamètres d'électrodes sont a) $\Phi = 50mm$ et b) $\Phi = 120mm$. Le gap vaut $3mm$.

Les images montrent l'organisation de la décharge dans le cas d'électrodes en forme de disque dont les surfaces diffèrent de plus d'un facteur 5. Les structures observées sont de type filamenteuses ou en anneaux. L'électrode de $120mm$ a permis d'observer une structure en anneaux avec plus de deux anneaux ce qui n'avait jamais été observé avec la cellule 2D fermée avec un diamètre d'électrodes de $50mm$ décrite au chapitre 2. Une électrode encore plus grande suggérerait,

comme dans l'article de L. Dong [57] présenté au chapitre 1, une même structure avec la même densité d'anneaux ou de filaments mais qui en contient une quantité plus importante.

Lorsque la période spatiale du pattern devient de l'ordre de la taille caractéristique de l'électrode, il semble qu'il y ait une forte contrainte des bords vis-à-vis de l'organisation des filaments. C'est observé avec des structures dynamiques qui ressemblent fortement à l'image c) de la figure 1.41 provenant de l'article de I. Radu [59]. En guise de remarque et en reprenant les résultats de l'article de L. Stollenwerk [55], les bords favorisent la naissance des instabilités, donc des patterns, mais laissent toujours apparaître une première couronne sombre suivie d'un premier anneau (ou couronne de filaments) brillant ce qui réduit encore la marge de manœuvre.

4.2.4 Taille du gap

Pour contrôler la taille du gap Lg dans l'espace gazeux, trois plots cubiques de PVC d'environ $5mm^2$ de section sont placés au contact des diélectriques mais en dehors de l'espace inter-électrodes de manière à ne pas perturber la décharge. Il est cependant nécessaire de réouvrir l'enceinte pour changer les plots.

Images des structures

La figure 4.16 présente les résultats obtenus pour des gaps de $1mm$, $2mm$ et $3mm$ avec une épaisseur de diélectrique fixe de $3mm$ dans les conditions du tableau 4.6.

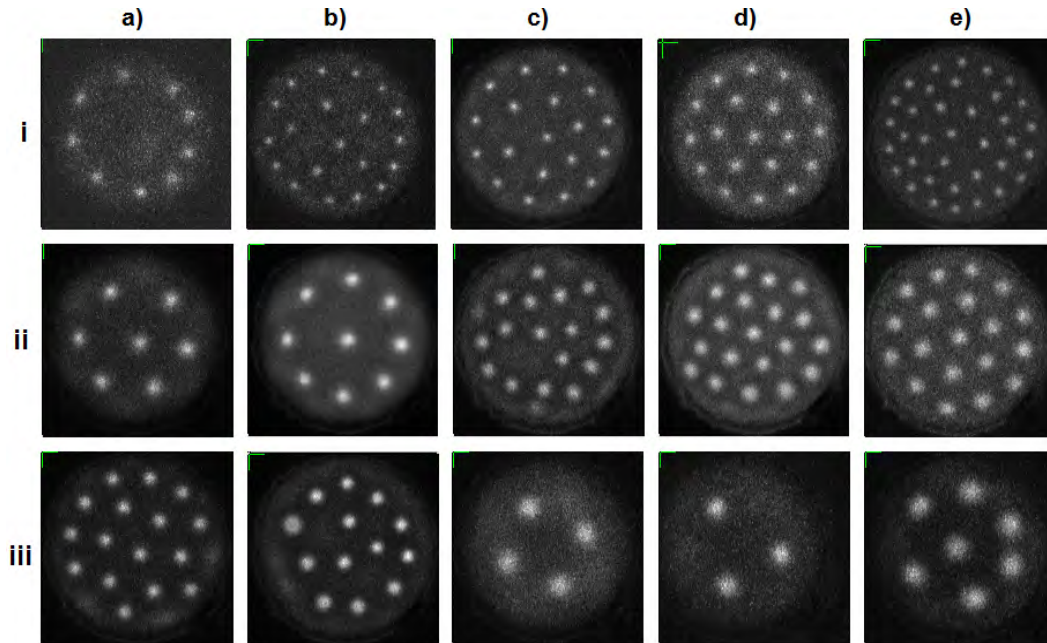


FIGURE 4.16 – 2D ouverte, néon. Influence de la taille du gap avec épaisseur de diélectrique constante $Ld = 3mm$. Le diamètre des électrodes est $\Phi = 50mm$.

		a	b	c	d	e
Cas	$Lg(mm)\downarrow - P(torr)\rightarrow$	20	47	95	190	380
i	1	1301-10	1274-10	1311-10	1311-10	1740-10
ii	2	946-10	933-10	1344-10	1577-8	1544-5
iii	3	847-10	1117-10	874-4	914-2	1076-2

TABLE 4.6 – Influence du gap. Paramètres expérimentaux dans le néon [U_{app} (Vpp) - f (kHz)].

Les trois gaps différents utilisés pour obtenir ces lignes d'images montrent qu'un gap de $3mm$ laisse apparaître des filaments plus gros qu'un gap de $1mm$ pour toutes les pressions. En

conséquence, les conditions à "petit" gap permettent aussi d'avoir une densité de filaments plus importante où la distance inter-filaments est plus petite d'au moins un ordre de grandeur par rapport au diamètre de l'électrode. Une organisation plus naturelle est alors obtenue, limitant l'effet des limites des électrodes et se rapprochant sans doute du cas d'une électrode sans bords. Dans des conditions expérimentales proches les unes des autres sur chaque colonne, le gap a donc un effet non négligeable sur la taille caractéristique de la structure tout en conservant sa nature filamentaire.

Par rapport aux deux comparaisons précédentes, la première ligne permet d'obtenir plus d'information grâce au fait que la fréquence et la tension gaz y restent quasiment inchangées. Sur cette ligne, la taille des filaments n'évolue pas de manière significative ce qui montre que la pression n'a pas d'influence sur la taille des filaments. Encore une fois, les cas c), d) et e) de la ligne iii) sont les cas à plus basses fréquences et sont ceux pour lesquels les filaments les plus gros sont observés. Il semble maintenant légitime de dire que le gap et la fréquence sont les facteurs les plus déterminants dans la taille des filaments.

Diagrammes de phases

L'idée est de vérifier si le gap modifie aussi les frontières des zones structurées dans les diagrammes de phases. Dans l'enceinte, les conditions opératoires sont plus limitées avec un taux d'impuretés inconnu par rapport à la cellule fermée. Pour cela, les diagrammes de phases de la cellule fermée de gap $3mm$ sont comparés avec ceux de l'enceinte pour des gaps de $2mm$ et $1mm$. Même si la cellule 2D fermée n'a pas le même type ni la même épaisseur de diélectrique, les résultats précédents ont montré que ce ne sont pas des facteurs déterminants sur la structuration.

La figure 4.17 illustre les diagrammes de phases obtenus.

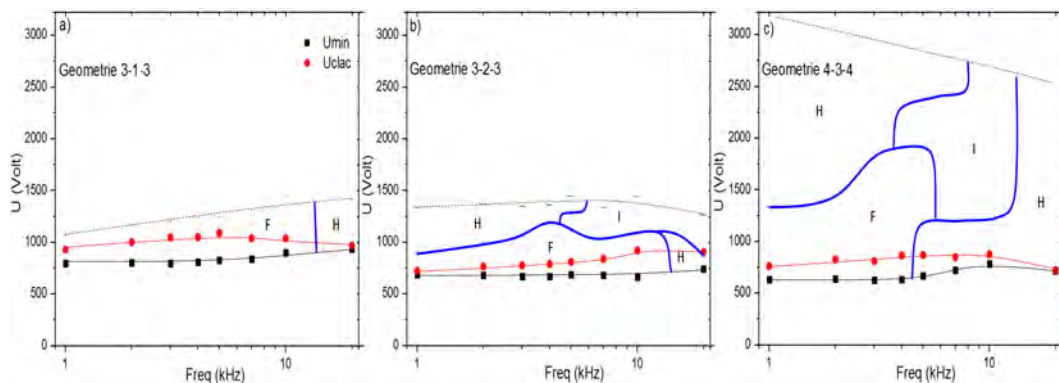


FIGURE 4.17 – Néon avec impuretés, 95Torr. Géométrie a)3-1-3 (cel. 2D ouverte), b)3-2-3 (cel. 2D ouverte) et c)4-3-4 (cel. 2D fermée). Diamètre des électrodes : $\Phi = 50mm$.

La cellule 2D fermée (cas c) offre indiscutablement une plage d'exploration en tension trois fois plus importante que les deux autres cas réalisés dans l'enceinte où des claquages parasites limitent fortement l'étendue verticale des mesures possibles. Chaque diagramme montre une zone filamentaire stable à basse tension et à basse fréquence. Partant de cette zone, l'augmentation de la fréquence se traduit par un passage à une décharge homogène. Lorsque les conditions opératoires le permettent, la présence d'une zone homogène à basse fréquence et haute tension et d'une zone filamentaire instable à droite de cette dernière est remarquable.

La comparaison de ces trois diagrammes montre qu'une variation du gap ne semble pas fortement jouer sur les positions relatives des différentes zones structurées et ce, malgré des taux d'impuretés inconnus dans les cas a et b.

4.2.5 Effets géométriques : Bilan

L'utilisation de cellules 2D ouvertes placées dans une enceinte et les résultats obtenus en cellule 2D fermée ont permis l'étude de l'influence de la variation du type de diélectrique, de l'épaisseur de diélectrique, du gap et de la surface des électrodes sur les structures observées.

Dans les cas testés, l'épaisseur (variée d'un facteur 3) ou la permittivité (variée d'un facteur 2) des diélectriques ne semble pas jouer un rôle significatif sur la forme ou la longueur d'onde du pattern observé. La surface occupée par les électrodes en forme de disque ne semble pas affecter non plus la forme ou la longueur d'onde du pattern. Par contre, si la taille de l'électrode augmente, le nombre de filaments ou d'anneaux augmente aussi sans que la longueur d'onde ne change. Ceci paraît valable si la taille de l'électrode est beaucoup plus grande que la taille du motif caractéristique du pattern. Parmi toutes les grandeurs géométriques, le gap est celle dont l'influence sur la structure est la plus marquée. Une variation du gap ne change pas le type de structure observée mais change la taille caractéristique de la structure. Plus le gap est petit, plus le nombre de filaments ou d'anneaux par unité de longueur est important. Dans les cas présentés ici, diviser la taille du gap par trois revient à observer cinq fois plus de filaments. La fréquence est la deuxième grandeur importante régissant la taille des filaments. Une deuxième étude sur les diagrammes de phases a montré qu'un changement dans le gap ne change pas la position relative des zones structurées ce qui montre que le gap n'a pas d'effet majeur sur la stabilité (changement de structure) d'une décharge. Dans les images où un fond continu est visible, il est facilement observable qu'une zone sombre d'inhibition est présente autour des filaments lumineux. La distance minimale entre deux filaments semble correspondre au contact de ces zones sombres et la largeur de la couronne sombre est environ égale au rayon du filament.

Les articles de E. Ammelt [82] et W. Breazeal [61] montrent qu'un temps de transit long sur la distance du gap permet d'obtenir une décharge qui s'étale, donc des gros filaments. Il est favorisé par une tension abaissée et/ou un gap augmenté. De plus, une fréquence basse laisse le temps aux charges accumulées de manière inhomogène sur les surfaces diélectriques de diffuser latéralement. A l'alternance suivante, les filaments s'amorcent sur de plus grandes surfaces et sont donc plus gros. Ces affirmations appuient les observations faites et semblent confirmer que la taille du gap et la fréquence sont deux grandeurs déterminantes pour la taille des filaments. Les autres comme la pression ou la capacité diélectrique jouent aussi certainement un rôle, mais beaucoup moins marqué.

Hypothèses : Un changement de pattern induit par la variation d'un paramètre expérimental est certainement un nouveau compromis stable entre les nouvelles contraintes extérieures imposées et les interactions propres inter-filaments. Même si ces résultats ne permettent pas de dresser un bilan définitif, il semble que dans les conditions données la répartition des filaments, leur densité et la structure observée sont une conséquence directe de la géométrie. La stabilité d'une décharge, au sens du choix entre homogène et non-homogène, ne semble quant à elle pas trouver son explication dans cette partie, mais plutôt dans la précédente traitant des effets de l'azote.

4.3 Autres études

Cette partie regroupe quelques résultats expérimentaux supplémentaires sur l'influence d'autres facteurs. La première approche est d'essayer de confirmer un résultat numérique provenant du code 2D et prévoyant un même état final quel que soit l'état initial. La deuxième concerne l'influence du débit de gaz et sa portée possible pour établir un lien entre la structuration et la durée de vie de certaines espèces. La dernière vise à présenter une mesure possible de l'intensité d'interaction de deux filaments en fonction de leur distance.

4.3.1 Effet des conditions initiales

L'influence des conditions initiales sur le futur d'une décharge est un point important pour l'auto-organisation dans une décharge lumineuse car il faut plusieurs claquages successifs pour observer la naissance d'une instabilité menant à un pattern. L'idée est d'observer si la position spatiale et la forme de la déstabilisation influent sur l'état permanent obtenu.

Résultats de simulation

Un résultat présenté succinctement dans le chapitre 1 et rappelé figure 4.18 montre l'état final obtenu avec des conditions initiales différentes dans le cadre d'un calcul numérique avec le code 2D.

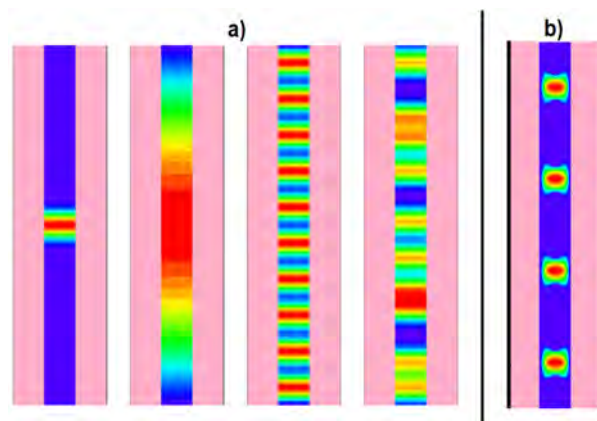


FIGURE 4.18 – Modèle 2D, géométrie (2-2-2), néon, 100Torr, 25kHz et 600V. a) Densités de plasma initiales et b) état final.

Les calculs numériques indiquent que tous les états initiaux mènent à l'état filamentaire b). En conséquence, l'état permanent final obtenu ne dépend pas du passé de la décharge mais seulement des contraintes imposées.

Résultat expérimental

La figure 4.19 illustre le montage expérimental basé sur l'utilisation d'une électrode fractionnée et d'un interrupteur. En pratique, des conditions initiales différentes sont obtenues grâce à une électrode fractionnée et à une batterie d'interrupteurs permettant d'alimenter les électrodes indépendamment, car il n'est pas possible de contrôler la densité de plasma avant tout allumage comme avec le code numérique. L'idée est donc de passer d'une décharge en régime permanent où seulement une partie des électrodes est alimentée (interrupteur en position ouverte) à une décharge en régime permanent où toute la barrette d'électrodes est alimentée (interrupteur en position fermée). Une modification des branchements électriques permet de choisir les électrodes alimentées lorsque l'interrupteur est ouvert. Le reste de l'électrode est flottant au lieu d'être à la

masse pour éviter des claquages directs entre les parties alimentées et les parties non alimentées de l'électrode.

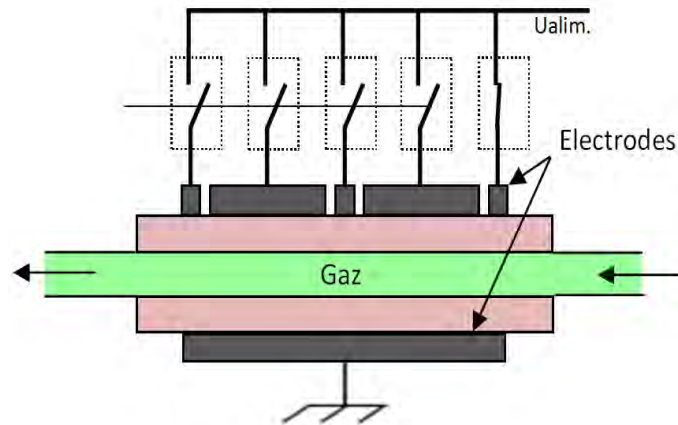


FIGURE 4.19 – Tube 1D, géométrie (1.5-3-1.5). Étude de l'influence de l'état initial sur les conditions finales. Configuration pour état initial avec filament latéral. L'état final est obtenu en fermant tous les interrupteurs ouverts à l'état initial.

L'observation des figures 4.20 et 4.21 font apparaître les filaments photographiés en blanc sur fond noir. Les diélectriques sont dans les zones noires de part et d'autre des filaments mais ne sont pas visibles. Les décharges ont été effectuées dans l'argon à une fréquence de 7kHz pour deux cas où les conditions de gaz, la pression et la tension appliquée sont différentes. Les conditions expérimentales de branchement pour les états initiaux sont données dans le tableau 4.7. Le basculement de l'interrupteur se fait manuellement à un instant arbitraire.

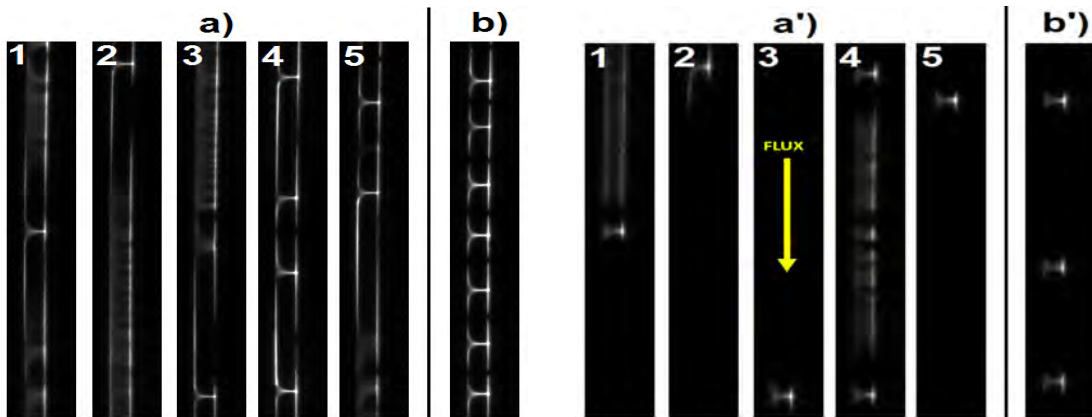


FIGURE 4.20 – a) États initiaux et b) état final commun dans l'argon, pas de flux, 225Torr , 5200Vpp , 7kHz .

FIGURE 4.21 – a') États initiaux et b') état final commun dans l'argon avec 10kppm d'azote, flux de 5mL/min , 75Torr , 2700Vpp , 7kHz .

État initial :	1	2	3	4	5	État final
Branchement	Milieu	Haut	Bas	Haut+Bas	Moitié Haut	Tout

TABLE 4.7 – Conditions de branchement pour les deux cas présentés.

La répartition des filaments dans les régimes permanents initiaux ne se fait pas forcément strictement en vis-à-vis des électrodes allumées. Ce n'est finalement pas si important tant que les différents états initiaux sont visuellement différents et correspondent donc à des répartitions de charges résiduelles de volume et de surface différentes. Pour les états b) et b'), une seule image a été utilisée car pour chacun des états initiaux, l'état final est strictement identique. Ces résultats ont aussi été vérifiés pour des pressions allant de 90Torr à 130Torr et pour des tensions allant de 2.45kV à 5.3kV .

Conclusion

Les calculs numériques et les résultats expérimentaux s'accordent pour dire que dans des conditions données, la structure qui finit par se former dépend uniquement des contraintes extérieures appliquées et pas du passé de la décharge. Une décharge peut donc être allègrement perturbée, elle finira par retrouver sa structure originelle au bout de quelques alternances.

4.3.2 Effet du débit de gaz

Les formes de courant observées dans la première partie de ce chapitre suggèrent non seulement un effet des impuretés mais aussi un effet du flux de gaz sur celles-ci. Par ailleurs, des structures et des spectres évoluant en fonction du flux ont été observés et sont présentés ici. L'effet du débit est étudié dans la cellule fermée 1D en forme de tube. Le flux est injecté de droite à gauche avec une vitesse contrôlable grâce au débitmètre.

Images dans l'argon

Les images de la figure 4.22 montrent l'évolution de la structuration en fonction du débit dont les valeurs sont reportées dans le tableau 4.8. La vitesse des particules dans le tube et le temps de traversée de l'espace inter-électrodes dans l'hypothèse d'un écoulement laminaire sont aussi donnés.

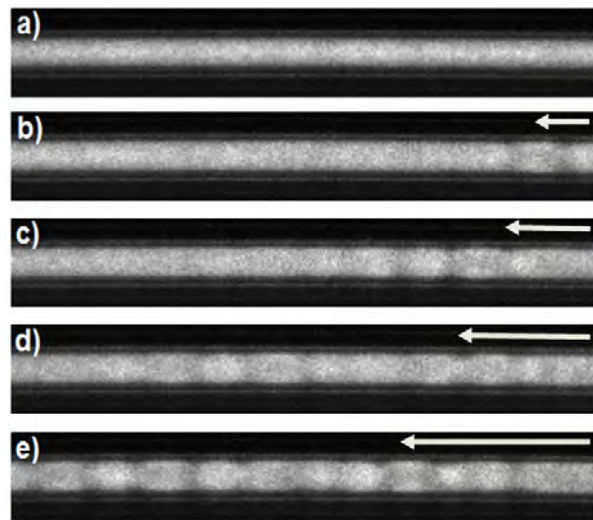


FIGURE 4.22 – Vue transversale d'une décharge dans l'argon faite dans la cellule 1D à 23Torr, 20kHz, 2500Vpp, intégration de 20T/image et observée en fonction du flux.

Image	a	b	c	d	e
Valeur débit-mètre (mL/min)	0	5	7.5	10	15
Vitesse laminaire (cm/s)	0	1.2	1.8	2.4	3.5
Temps de traversée (s)	∞	5.8	3.9	2.9	2

TABLE 4.8 – Débits, vitesses et temps de traversée.

Une décharge homogène est observable dans les conditions données et dans le cas où le débit est nul. Si le débit est non nul, une portion de l'espace présente une tendance filamentaire du côté où le flux est injecté. Cette portion déstabilisée est d'autant plus grande que le flux injecté est grand. Cet effet est aussi souvent observable dans l'hélium à basse pression et pour des fréquences autour de 20kHz.

Spectres dans l'hélium

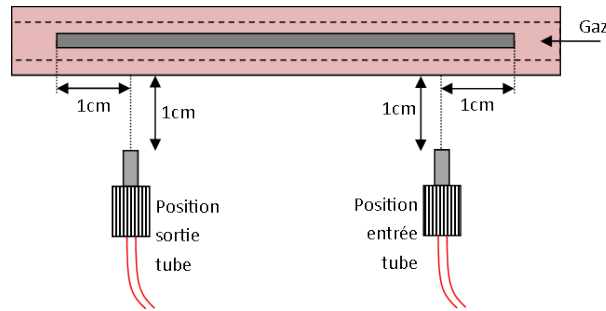


FIGURE 4.23 – Vue de dessus du tube et positions de la fibre optique.

Le spectromètre est utilisé pour vérifier si le long d'une décharge perturbée par un flux, la composition de la lumière émise varie. L'idée est de comparer les spectres d'émission de la lumière provenant de l'entrée du tube avec celle provenant de la sortie pour différents flux. Les expériences sont réalisées dans l'hélium, à 100Torr et 33kHz . La figure 4.23 montre une vue de dessus du tube avec les positions choisies pour le placement de la fibre optique d'entrée du spectromètre.

Les spectres présentés sur la figure 4.24 correspondent à un cas sans flux, un cas avec un léger flux de $25\text{mL}/\text{min}$ et un cas avec un flux de $250\text{mL}/\text{min}$. Dans ces deux cas avec flux, les temps de traversée de la décharge sont respectivement 1.2s et 0.12s . Les spectres sont normalisés par rapport à la raie de l'hélium à 706.5nm .

Les états excités correspondant à des raies de longueurs d'ondes inférieures à la raie de l'hélium à 587.5nm appartiennent quasiment tous à l'azote. Malgré les précautions expérimentales concernant la pureté, et comme expliqué dans le chapitre 2, les conditions ne sont jamais totalement pures et les conséquences sur les spectres sont importantes, surtout dans l'hélium.

La comparaison des spectres d'entrée et sortie de tube pour chaque cas pris indépendamment montre que les raies d'émission sont strictement superposées pour les flux de 0% et 50%. De plus, il est remarquable que les spectres d'entrée dans les cas avec flux de 4% et 50% sont identiques.

Pour le cas en flux intermédiaire, certaines raies de l'azote marquées en vert sur le spectre b) apparaissent en sortie de tube et d'autres appartenant vraisemblablement à l'azote et à l'hélium sont diminuées d'environ 30% de leurs hauteurs et sont marquées en violet/rouge. Ces nouvelles raies disparaissent dans le cas sans flux qui est sans doute aussi associé à un taux d'impuretés important.

Conclusion

Un débit de gaz neutre dans une décharge luminescente influence à la fois la nature des espèces excitées émissives et la structure observée. Même sans ajout volontaire, les spectres montrent qu'une quantité non négligeable d'azote est présente dans le gaz.

En flux fort ou nul, la décharge montre une structure uniforme et des spectres identiques en entrée et en sortie, ce qui suggère que les processus internes sont les mêmes tout le long des électrodes. En flux intermédiaire, les spectres et la structure dépendent de la position. Cela prouve que la chimie interne et la présence d'une structure sont liées. En sortie de tube, l'enrichissement du spectre en raies d'azote et l'absence de structures appuient les suppositions de la première partie de ce chapitre disant que l'absence de structure est liée à une ionisation de volume produite par les métastables de l'hélium sur l'azote. Il est probable que les métastables soient plus nombreux en sortie de tube qu'en entrée à cause du flux. Cette hypothèse est d'ailleurs compatible avec les résultats de M. Bouzidi [83] obtenus dans l'azote à la pression atmosphérique.

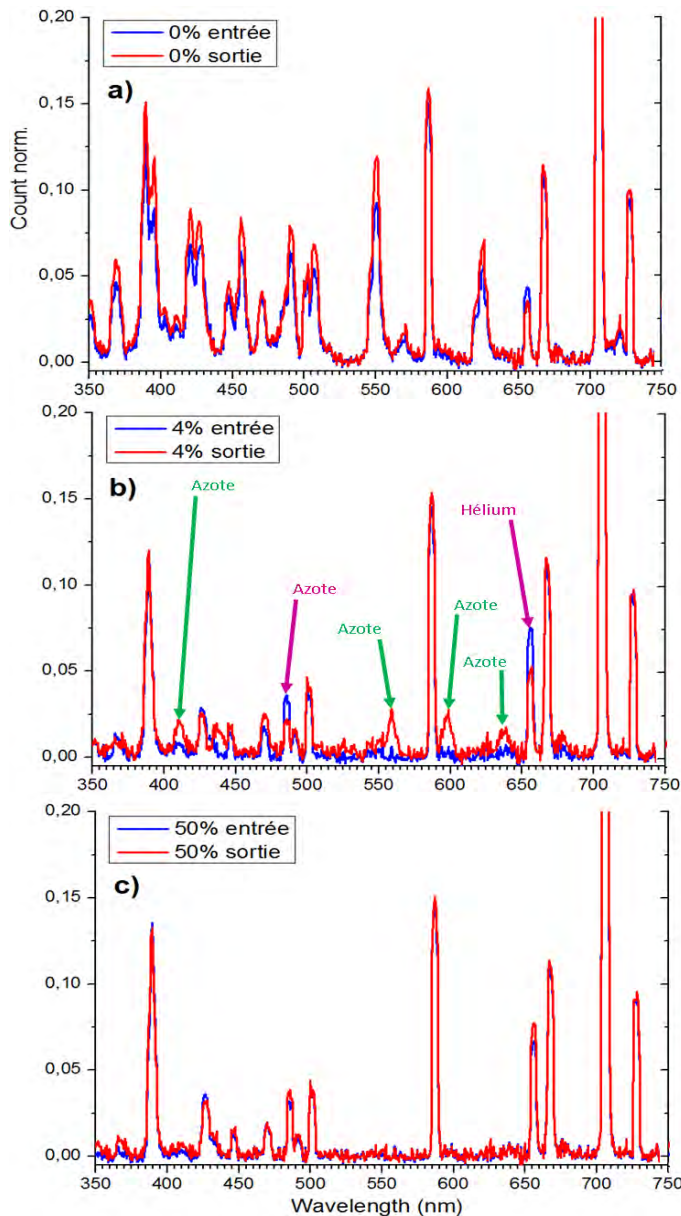


FIGURE 4.24 – Spectres en entrée et sortie du tube a) sans flux, b) flux 25mL/min, c) flux 250mL/min dans l'hélium, 100Torr, 33kHz.

Remarque : La vitesse de gaz constante permet de convertir les mesures de positions le long du tube en mesures de temps. Compte tenu des deux mesures en flux à 4% et 50%, les nouvelles raies du cas b) proviennent d'espèces créées entre 100ms et 1250ms. Il y a donc des espèces à longue durée de vie dans l'atmosphère de la décharge qui pourraient être des métastables.

4.3.3 Effet de la distance entre deux filaments

Lorsqu'ils existent de manière isolée entre deux surfaces planes, les filaments interagissent, s'organisent et s'étalent toujours de manière à occuper chacun une surface proche de celle d'un disque. L'idée de cette partie est de quantifier la portée de cette interaction en étudiant la dynamique d'étalement d'un filament isolé puis de deux filaments à distance fixe. Pour pouvoir les observer transversalement, les expériences sont réalisées dans le tube 1D et les filaments sont générés avec deux électrodes en forme de pointe venant appuyer sur deux patches de scotch conducteur en forme de carré. Pour des questions pratiques, l'électrode de masse reste continue. Le gaz choisi est l'argon. Dans le cas d'électrodes pleines, les conditions choisies correspondent à un régime filamentaire. Le schéma du dispositif est donné figure 4.25.

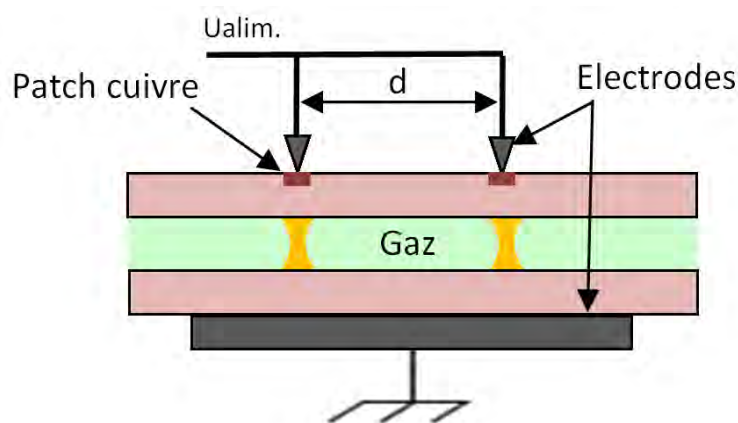


FIGURE 4.25 – Tube 1D. Schéma du montage avec deux pointes séparées par la distance d .

La figure 4.26 montre quelques images typiques d'étalements au cours du temps. Les émissions de lumière associées aux filaments apparaissent en noir. Pour un seul filament, l'étalement côté cathodique se fait de manière symétrique. Dans le cas de deux filaments, la dynamique de l'étalement entre les deux filaments est différente de la dynamique d'étalement à l'extérieur. Sur l'image b), aucun étalement interne n'est visible.

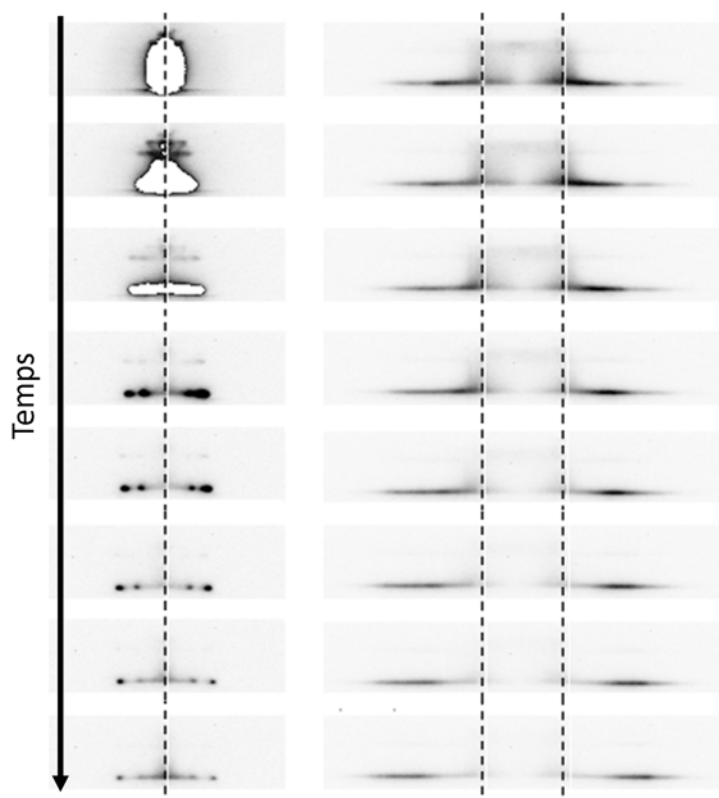


FIGURE 4.26 – Argon, sans flux, 20kHz, 50Torr, 2.7kVpp. Séquence d'images (porte 10ns, intégration 10s) typique pour l'analyse des données. a) Filament seul (une seule pointe) et b) Deux filaments ($d=0.5cm$).

La figure 4.27 montre l'évolution des vitesses maximales d'étalement de la gaine cathodique à l'intérieur et à l'extérieur des filaments en fonction de la distance d imposée entre les pointes. La vitesse d'étalement d'un filament au cours du temps est mesurée grâce au relevé des positions successives du front d'étalement. La vitesse maximale correspond au début de l'étalement et la limite des mesures est liée à la diminution de la lumière émise au cours du temps comme observé sur les dernières images de la figure 4.26.

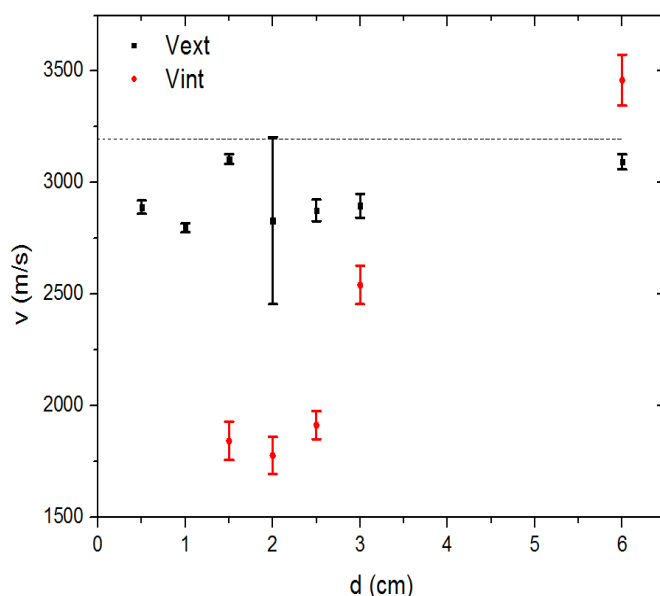


FIGURE 4.27 – Vitesse maximale d'étalement de la gaine en fonction de la distance d . Les pointillés représentent la vitesse d'étalement d'un filament seul. Les incertitudes proviennent d'un calcul avec la méthode des moindres carrés et sont représentatives de l'écart type σ .

L'évolution des vitesses maximales d'étalement internes et externes en fonction de la distance montre que pour une distance inférieure ou égale à 3cm , la vitesse interne est plus faible voire inexistante par rapport à la vitesse externe. Pour une distance de 6cm la vitesse interne est plus grande. Globalement, toutes les vitesses sont inférieures à la vitesse d'étalement (symétrique) d'un filament seul placé au centre du tube.

Les vitesses internes et externes sont toujours différentes donc les filaments interagissent entre eux et avec les bords via les processus d'étalement de charges sur les surfaces. Ces conditions dissymétriques ne sont jamais observées en pratique avec des filaments libres qui tendent à se partager l'espace accessible et occupent tous la même surface. L'inversion des vitesses sur le dernier point est probablement liée à un effet de bord (électrodes de 7cm de long) ou à un processus attractif entre les filaments.

4.4 Bilan général

L'objectif de ce chapitre a été de montrer comment la variation des paramètres expérimentaux peut influencer la décharge sur plusieurs aspects. Pour cela, la caméra rapide, une sonde de courant et le spectromètre UV-Visible ont permis d'obtenir de l'information sur la structure spatiale de la décharge, sur la forme du courant de conduction et sur la composition de la lumière émise.

Une grande partie de ce travail de thèse a été mise à profit pour améliorer le dispositif expérimental déjà présent. Un ré-agencement des différents modules, l'ajout d'un dispositif de mélange pour les gaz et la suppression stricte des fuites ont permis de remplir le premier objectif de la thèse qui était d'obtenir des résultats reproductibles. Les tests de reproductibilité ont été poussés jusqu'à la comparaison de résultats avant et après démontage du dispositif. Aujourd'hui, en suivant un protocole d'initialisation bien précis et au prix d'un peu de gaz nécessaire au nettoyage, il est possible de retrouver les mêmes résultats. Ce travail permettrait à présent la possibilité d'un travail expérimental collaboratif et comparatif avec d'autres groupes de recherche.

Les effets de l'azote étaient déjà supposés importants avant cette thèse. La première partie a quantifié cette importance réalisant des diagrammes de phases qui permettent de mesurer l'effet d'un ajout d'azote d'un simple coup d'œil. Ces diagrammes ont été réalisés dans l'hélium, le néon et l'argon pour les cellules 1D et 2D. Les diagrammes non présentés sont donnés en annexe C. L'addition de relevés de courant et de spectres a montré que l'ajout d'azote influence la stabilité de la décharge en faisant souvent passer d'un régime homogène à un régime filamentaire, en changeant la forme du courant avec des pics de courants plus marqués et en modifiant la composition de la lumière émise avec l'apparition de nouvelles raies.

Les premières observations de structures dans la cellule 2D fermée n'ont pas permis de retrouver la diversité de patterns présents dans les articles ou dans la thèse précédente de B. Bernecker. L'idée a donc été d'utiliser une cellule ouverte placée dans une enceinte de manière à pouvoir vérifier l'influence des paramètres géométriques. Les résultats ont montré que le gap est le paramètre principal qui agit sur la densité des filaments. La fréquence semble également être un paramètre important. Une diversité a pu être retrouvée dans le cas où le gap a été réduit par rapport à celui de la cellule 2D fermée. La deuxième idée importante qui semble ressortir est que la géométrie ne joue pas sur la stabilité propre de la décharge mais seulement sur la taille caractéristique du pattern. Cela signifie que si la décharge est homogène, un changement de géométrie ne fait pas apparaître de filaments et inversement.

Par ailleurs, quelques observations expérimentales dans le tube 1D ont montré que le flux avait une influence sur la structuration. Cette étude a permis d'associer des variations dans le spectre à un changement de structuration. D'autre part, les résultats numériques prédisaient un même état final quel que soit l'état de départ. Ce résultat a aussi été confirmé expérimentalement et permet d'obtenir le pattern souhaité sans se préoccuper de l'ordre d'ajustement des paramètres expérimentaux. Enfin, les mesures effectuées sur une paire de filaments ont mis en évidence une forme d'interaction répulsive via l'étalement des gaines sur les diélectriques.

En ce qui concerne la stabilité d'une décharge, c'est à dire l'obtention d'un régime homogène ou filamentaire, le facteur déterminant est la présence d'azote. L'hypothèse d'un effet Penning entre des métastables des gaz rares et l'azote est privilégiée. La suite, avec notamment le chapitre 5 tente de vérifier cette hypothèse en combinant des résultats expérimentaux et numériques.

Chapitre 5

Rôle des impuretés

A ce stade, il semble que la présence des impuretés joue un rôle majeur dans l'apparition d'une structure filamentaire mais pourtant, le modèle 2D permet à une structuration de s'établir sans chimie et sans impuretés. Dans le néon, les observations expérimentales et les résultats numériques sont en contradiction. Ces premières disent qu'il n'y a quasiment pas de structures et ces derniers montrent une structuration dans de nombreuses conditions de simulation. L'objet de ce chapitre est de clarifier cette situation en utilisant à la fois le dispositif expérimental, combinant spectroscopie temporelle et acquisition de signaux électriques et les modèles numériques 2D et 0D. Les conditions géométriques choisies pour les simulations sont proches de celles correspondantes au tube de verre.

La première partie vise à comprendre la signification de l'effet Penning et précise les différents processus chimiques à inclure dans le modèle 0D de manière à tenir compte des interactions entre les métastables et de l'azote.

La deuxième partie montre les résultats du modèle 0D. L'objectif est de comprendre les formes des courants obtenues avec différents taux d'impuretés grâce à l'étude de l'évolution des densités de particules ou des termes sources issus des différentes réactions.

La troisième partie tente de comprendre l'existence d'une structure sans impuretés avec le modèle 2D. Le point de départ est un régime filamentaire permanent et l'influence d'un ajout d'azote sur la structure est étudié.

La quatrième partie présente une étude expérimentale basée sur de la spectroscopie. L'objectif est de comparer l'évolution des radiations lumineuses du néon et de l'azote au cours d'un pic de courant en fonction du taux d'azote.

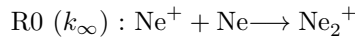
5.1 Métastables et effet Penning : Modèle cinétique

5.1.1 Cinétique des métastables

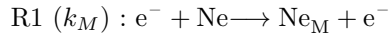
Contrairement aux hypothèses réalisées dans le modèle 0D, l'impact des électrons sur les atomes neutres d'un gaz rare produit de nombreuses espèces. Dans le néon, les espèces majoritairement formées par impact électronique sur les neutres ou sur les espèces excitées (ions compris) sont : les ions atomiques Ne^+ , les états métastables Ne_M (simplement excités), les états Ne^{**} (doublement excités), et les états résonnants Ne_R . S'en suit une cinétique réactionnelle entre espèces lourdes qui aboutit à la formation des ions moléculaires Ne_2^+ , à des changements de nature ou à la disparition d'espèces. Les états Ne^{**} et Ne_R ont la propriété de se désexciter en émettant un photon. Expérimentalement, lorsque la pression n'est pas trop élevée, les raies d'émission observées concernent directement ces désexcitations. Par ailleurs, comme les métastables et les résonnants sont impliqués dans des réactions quasi-symétriques, il est souvent observé que les quantités de métastables sont plus importantes que les quantités de résonnants.

Équations

Pour le néon, l'équation de réaction R0 traduit le passage de l'ion simple à l'ion moléculaire. Les équations R1 -> R8 traduisent un impact électronique direct sur les lourds et proviennent de la résolution de l'équation de Boltzmann. Les suivantes, R9 -> R13 représentent des interactions entre lourds et les taux de réactions associés proviennent de la thèse de A. Rabehi [84].



Production de l'ion moléculaire par impact du néon neutre sur l'ion simple. La vitesse de cette réaction est supposée très rapide devant celles des réaction suivantes. En conséquence, la conversion sera considérée comme instantanée et les atomes de néon simplement ionisés ne seront pas pris en compte.



Production des métastables par impact électronique sur le néon dans son état fondamental.



Production des résonnants du néon par impact électronique sur le néon dans son état fondamental.



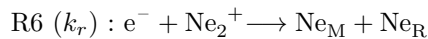
Production des ions simples du néon par impact électronique sur le néon dans son état fondamental.



Production des ions simples du néon par impact électronique sur les métastables.



Production des ions simples du néon par impact électronique sur les résonnants.



Production des résonnants et des métastables par impact électronique sur les ions moléculaires.

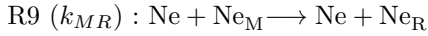


Production de l'état doublement excité par impact électronique sur les métastables. Les états **

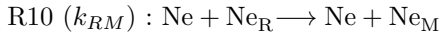
n'interviennent pas dans d'autres réactions et se désexcitent spontanément donc ne seront pas pris en compte dans la suite.



Production de l'état doublement excité par impact électronique sur les résonnants. Les états ** n'interviennent pas dans d'autres réactions et se désexcitent spontanément donc ne seront pas pris en compte dans la suite.



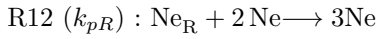
Production des résonnants à partir des métastables.



Production des métastables à partir des résonnants.



Perte directe des métastables par collisions sur les neutres.



Perte directe des résonnants par collisions sur les neutres.



Perte directe des résonnants par émission spontanée d'un photon.

Schéma réactionnel

Le schéma réactionnel présenté figure 5.1 permet d'avoir une vue d'ensemble des réactions prises en compte dans les futurs calculs du modèle 0D pour le néon. Comme évoqué précédemment, les espèces Ne^+ et Ne^{**} n'apparaissent pas. Le plasma étant par nature froid et faiblement ionisé, la densité de neutres du néon est supposée constante telle que $n(\text{Ne}) = p/kT_n$. Dans le cadre des calculs, le choix d'une température des neutres de 293K semble raisonnable.

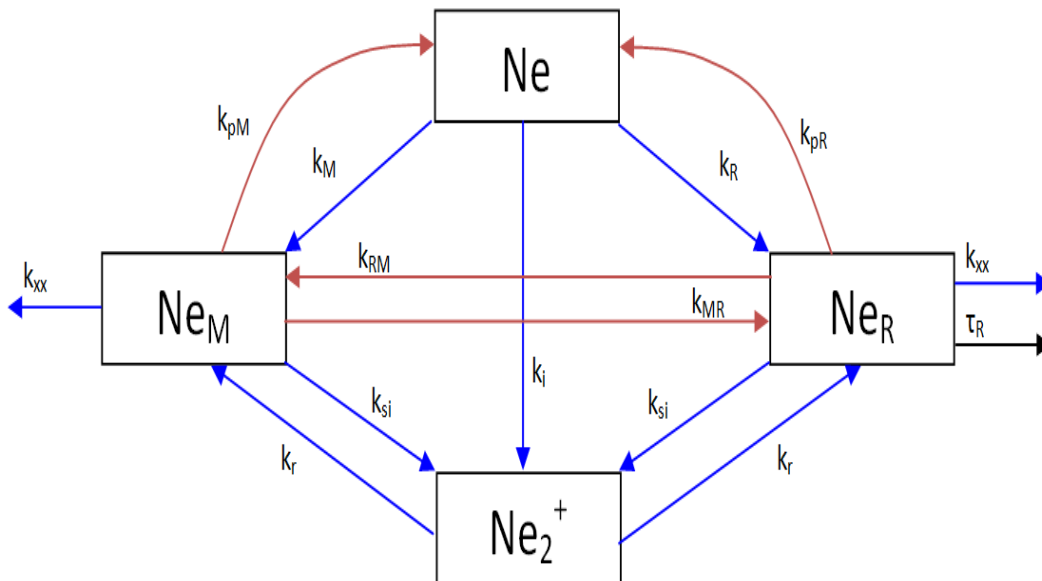


FIGURE 5.1 – Schéma réactionnel dans le néon. Flèches bleues : Réactions avec les électrons. Flèches rouges : Réactions avec les neutres du néon. Flèche noire : Réaction spontanée sans collision.

Les réactions R11 (k_{pM}) et R12 (k_{pR}) correspondent aux pertes des métastables ou des résonnants vers les neutres. Comme la densité de neutres est supposée constante, il n'a pas été jugé utile d'ajouter des flèches de réaction vers ces derniers.

Taux de réaction

Dans le cas de l'utilisation avec le modèle 0D, le coefficient k_i de la réaction R3 est déduit directement de la multiplication électronique. Les taux qui sont considérés comme indépendants du champ électrique sont donnés dans le tableau 5.1 et ceux qui en dépendent sont tracés sur la figure 5.2 et interpolés par des polynômes dont les coefficients sont donnés dans le tableau 5.2.

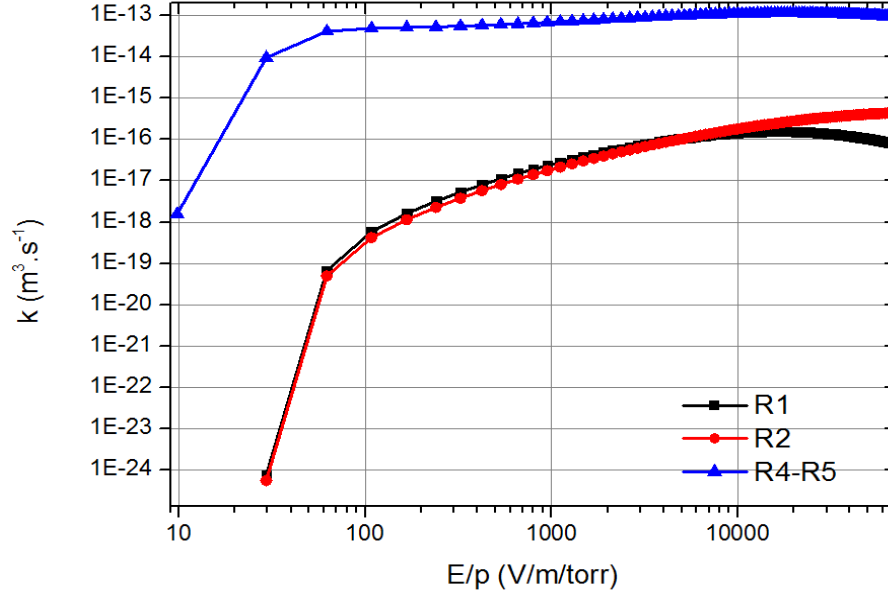


FIGURE 5.2 – Évolution des taux de réaction R1, R2 et R4-R5 en fonction du champ réduit.

Réaction	Notation	Valeur	Unité
R6	k_r	$2 \cdot 10^{-13}$	m^3/s
R7-R8	k_{xx}	$2.5 k_{si}$	m^3/s
R9	k_{MR}	$0.34 \cdot 10^{-20}$	m^3/s
R10	k_{RM}	$4.2 \cdot 10^{-20}$	m^3/s
R11	k_{pM}	$5.8 \cdot 10^{-46}$	m^6/s
R12	k_{pR}	$4.8 \cdot 10^{-45}$	m^6/s
R13	τ_R	$0.8 \cdot 10^{-4}$	s

TABLE 5.1 – Taux de réactions constants [84].

Les taux de réaction de R1, R2 et R3-R4 sont interpolés par des polynômes de la forme :

$$k = \sum_{i=0}^9 c_i \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^i \quad (5.1)$$

Ces taux sont valables pour des champs réduits allant d'environ 100V/m/Torr à 65000V/m/Torr.

Coef.	R1	R2	R4-R5
c_0	$-2.90033 \cdot 10^{-18}$	$-2.22911 \cdot 10^{-18}$	$5.23025 \cdot 10^{-14}$
c_1	$3.10779 \cdot 10^{-20}$	$2.34211 \cdot 10^{-20}$	$1.84076 \cdot 10^{-17}$
c_2	$-2.36251 \cdot 10^{-24}$	$-6.24034 \cdot 10^{-25}$	$-2.79297 \cdot 10^{-21}$
c_3	$9.0396 \cdot 10^{-29}$	$8.94348 \cdot 10^{-30}$	$2.55643 \cdot 10^{-25}$
c_4	$-1.90681 \cdot 10^{-33}$	$-5.11166 \cdot 10^{-35}$	$-1.45736 \cdot 10^{-29}$
c_5	$2.08089 \cdot 10^{-38}$	0	$5.22366 \cdot 10^{-34}$
c_6	$-9.13231 \cdot 10^{-44}$	0	$-1.17384 \cdot 10^{-38}$
c_7	0	0	$1.60162 \cdot 10^{-43}$
c_8	0	0	$-1.21123 \cdot 10^{-48}$
c_9	0	0	$3.8909 \cdot 10^{-54}$

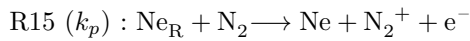
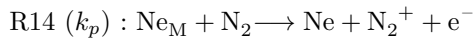
TABLE 5.2 – Coefficients d'interpolation des taux de réaction dépendant du champ réduit.

5.1.2 Cinétique Penning

Si des espèces ont leur potentiel d'ionisation plus bas que l'énergie des états métastables ou résonnants, alors un nouveau type de réaction est à considérer. Cet effet, appelé effet Penning, est présent dans une décharge réalisée dans le néon et contenant des molécules de diazote en quantité réduite (quelques pourcents au maximum). Dans ce cas, une ionisation de l'azote est possible avec les états Ne_M et Ne_R du néon.

Équations

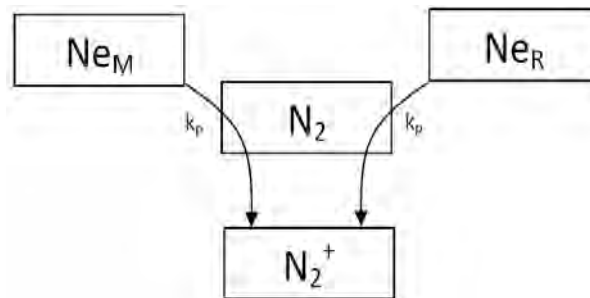
Avec l'effet Penning lié au mélange néon-azote, deux équations de réaction sont à ajouter aux précédentes :



Les calculs avec effet Penning sont effectués en admettant que la formation des ions N_2^+ est équivalente à la formation des ions Ne_2^+ . Cette considération est justifiée par le fait que c'est surtout l'électron produit qui va jouer dans l'ionisation et qu'il y a peu d'azote ionisé par rapport au néon ionisé. L'approximation faite ne prend pas en compte la différence de mobilité entre ces deux ions et suppose que les ions d'azote n'interviennent pas ensuite.

Schéma réactionnel

Le schéma réactionnel lié à la présence d'azote doit être superposé au schéma réactionnel du néon sans azote de la figure 5.1.

FIGURE 5.3 – Schéma réactionnel dans le néon avec présence d'azote. Le passage des flèches dans la case N_2 signifie que les processus mettent en jeu l'azote.

Taux de réaction

Les taux de réaction associés aux deux équations pour l'effet Penning sont donnés dans le tableau 5.3.

Réaction	Notation	Valeur	Unité
R14	k_p	10^{-16}	m^3/s
R15	k_p	10^{-16}	m^3/s

TABLE 5.3 – Taux de réactions typique pour l'effet Penning [85].

L'idée est maintenant de comparer les formes de courant entre le cas sans chimie, le cas avec la chimie du néon et le cas avec la chimie du néon couplée à la présence d'azote (Penning). Ceci est fait dans la suite dans le but de comprendre le rôle joué par l'azote dans une décharge en incluant des comparaisons avec l'expérience et le modèle 2D.

5.2 Modèle 0D : Forme du courant

L'ajout d'une cinétique chimique dans le modèle 0D qui vient d'être détaillée permet de simuler une décharge en tenant compte de quelques états excités du néon et de l'effet Penning lié à la présence d'azote.

5.2.1 Multiplic de courant

Au chapitre 4, une première étude expérimentale des effets de la quantité d'azote sur la forme du courant a été faite dans l'hélium. La conclusion était que l'azote, lorsqu'il est ajouté, augmente le nombre de pics de courant et réduit leur espacement. Ce résultat avait aussi pu être observé quelques pages avant dans le néon par comparaison des cas 'f' et 'g'. Les conditions de pression correspondantes à ces deux cas sont $47Torr$ avec des fréquences de $2kHz$ pour l'hélium et de $1kHz$ pour le néon. L'objectif est donc de se placer dans des conditions similaires pour vérifier si dans le cadre du modèle 0D incluant la chimie, l'ajout d'azote permet d'observer les mêmes tendances que celles données par l'expérience. Les conditions choisies sont données dans le tableau 5.4.

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Pression	47 Torr
Amplitude Tension - Fréquence	1200 V - 2 kHz
Gap(L) - Dielectrique (Ld)	3 mm - 1 mm
ϵ_d	5
γ	0.1
R	1000 Ω

TABLE 5.4 – Conditions de simulation 0D dans le néon avec chimie.

La figure 5.4 présente les formes de courant obtenues dans le néon pour le cas pur et les cas avec $10ppm$, $100ppm$, $1kppm$ et $10kppm$ d'azote.

L'observation des courants pour des taux d'azote croissants et supérieurs à $100ppm$ montre que les pics ont des intensités de plus en plus importantes, se resserrent, et ont une valeur de courant initiale (à $180\mu s$) plus basse. D'autre part, le cas sans azote montre des pics intenses qui diminuent en intensité jusqu'à environ $100ppm$ d'azote pour augmenter ensuite avec des taux d'azote plus grands. Cela signifie qu'il y a un taux d'azote autour de $100ppm$ qui minimise l'amplitude des courants.

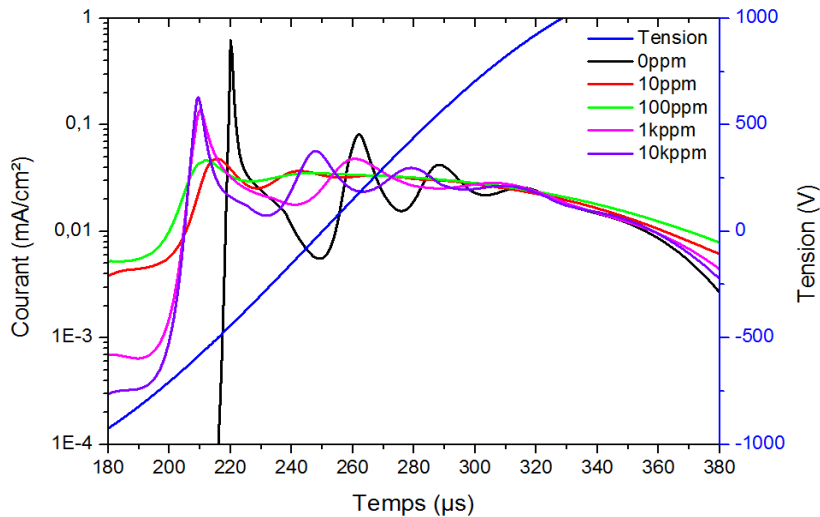


FIGURE 5.4 – Modèle 0D avec chimie, néon. Évolution d'un courant à tendance multiples.

Il semble donc qu'une quantité d'azote importante ($> 1kppm$) ou nulle est compatible avec l'existence d'un régime multiple. Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales du chapitre 4 et avec l'article de Y. B. Golubovskii [86] qui montre une disparition du multiple de courant au profit d'un seul pic lors de l'ajout d'un terme source dans l'hélium à la pression atmosphérique.

5.2.2 Monopie de courant

Présentation

La simulation est effectuée dans les conditions données dans le tableau 5.5.

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Néon
Pression	100 Torr
Amplitude Tension	950 V
Fréquence	10 kHz
Gap(L)	3 mm
Dielectrique (Ld)	1 mm
ϵ_d	5
γ	0.03
R	1000 Ω

TABLE 5.5 – Conditions de simulation.

Ces conditions sont proches de celles du tube avec une valeur de gap identique de $3mm$ et une épaisseur de diélectrique de $1mm$ au lieu de $1.5mm$.

La figure 5.5 présente l'évolution du courant pour des taux d'impuretés allant de $0ppm$ à $10kppm$ avec 6 valeurs intermédiaires, en régime permanent atteint, et sur $10\mu s$ après le passage de la tension appliquée par 0.

Pour des calculs dans le néon ($0ppm$), le fait de prendre seulement en compte la cinétique des espèces excitées sans azote n'influe pas la valeur du courant. Les résultats sont identiques avec ceux obtenus sans cinétique pour toutes les variables du modèle. Ceci montre que dans ces conditions, le fait de prendre seulement en compte les métastables, les résonnants et les autres états excités ne joue pas sur le comportement de la décharge.

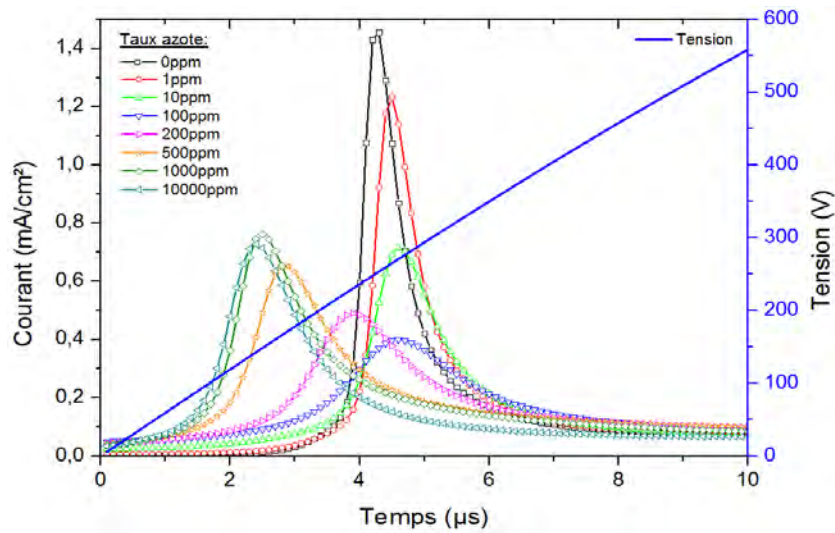


FIGURE 5.5 – Modèle 0D. Évolution du courant et de la tension en fonction de la quantité d'azote.

En présence d'azote, tout en gardant la cinétique des espèces excitées du néon, le comportement est radicalement différent. Si la quantité d'azote est augmentée, le maximum de courant chute progressivement jusqu'à être divisé par un facteur 3 à $100ppm$ et le pic de courant s'élargit d'un facteur 2 en se décalant légèrement vers la droite de moins de $1\mu s$. De $100ppm$ à $10kppm$ le pic recroît d'un facteur 2 et s'affine à nouveau tout en se décalant vers la gauche de quasiment $3\mu s$. Cette évolution montre que l'effet Penning menant à une ionisation de l'azote par les états excités du néon a une influence significative sur la forme du courant. Comme pour le multipic, un passage par un minimum de courant est remarquable pour $100ppm$ d'azote. Aucune publication ne fait encore état de ce minimum mais des résultats numériques dans l'hélium à la pression atmosphérique [65] montrent aussi une diminution du pic de courant lors de l'ajout de quelques ppm d'azote.

Évolution des densités

Pour comprendre la ou les raisons pouvant expliquer ces différentes formes de courant, notamment la présence d'un minimum, il est nécessaire de regarder comment évoluent des paramètres tels que les densités de particules, le champ électrique et les termes sources. L'évolution des densités de métastables, de résonnants et d'ions dans la gaine et d'ions dans le plasma sont présentés sur la figure 5.6. De manière à rendre les résultats plus lisibles, seuls les résultats concernant les cas ayant des taux d'impuretés de $0ppm$, $100ppm$ et $1kppm$ sont présentés. Chaque courbe est obtenue dans les conditions décrites précédemment pour une durée de $30\mu s$ et les échelles sont identiques.

Dans les trois cas, la densité de résonnants est quasiment toujours très inférieure à celle des métastables. Sans azote, la quantité de métastables est toujours importante et constante car il n'y a pas d'effet Penning pour diminuer leur quantité et le courant est quasi nul avant le claquage et après $25\mu s$. Avec $100ppm$ d'azote, la quantité de métastables est d'un facteur 2 à 5 inférieure au cas pur et la densité d'ions dans la gaine est plus importante à tous les instants en dehors du moment où il y a le pic de courant associé au claquage. Comme la densité d'ions dans la gaine, le courant est globalement plus important sur tous les instants en dehors du pic de courant et ne s'annule pas. La présence permanente d'un plasma est aussi notable. A $1000ppm$ d'azote, la densité de métastables a encore chuté d'un facteur 10 par rapport au cas précédent et est cette fois-ci inférieure à la densité d'ions dans la gaine. Le pic de courant est plus marqué par rapport au cas à $100ppm$ mais moins qu'à $0ppm$.

L'effet Penning induit de l'ionisation dans le cas où les quantités de métastables (ou de résonnants) et d'azote sont simultanément importantes. Les résultats montrent qu'il existe un taux d'impuretés optimal autour de 100ppm qui permet de maximiser cet effet d'ionisation de volume. Elle permet de maintenir une densité d'ions suffisante et induit une gaine contractée en permanence, même à bas champ avant le claquage. Comme la gaine est déjà formée au moment du claquage et que la densité d'ions est importante, alors l'augmentation relative du champ nécessaire au claquage est moins importante et induit un petit pic de courant. A 1000ppm, la quantité de métastables diminue ce qui signifie qu'ils sont détruits rapidement par effet Penning pour faire de l'ionisation sans latence. Juste avant le claquage, il y a donc moins d'ionisation en volume à 1000ppm qu'à 100ppm et ceci semble induire un plus grand pic de courant, comme dans le cas sans impuretés.

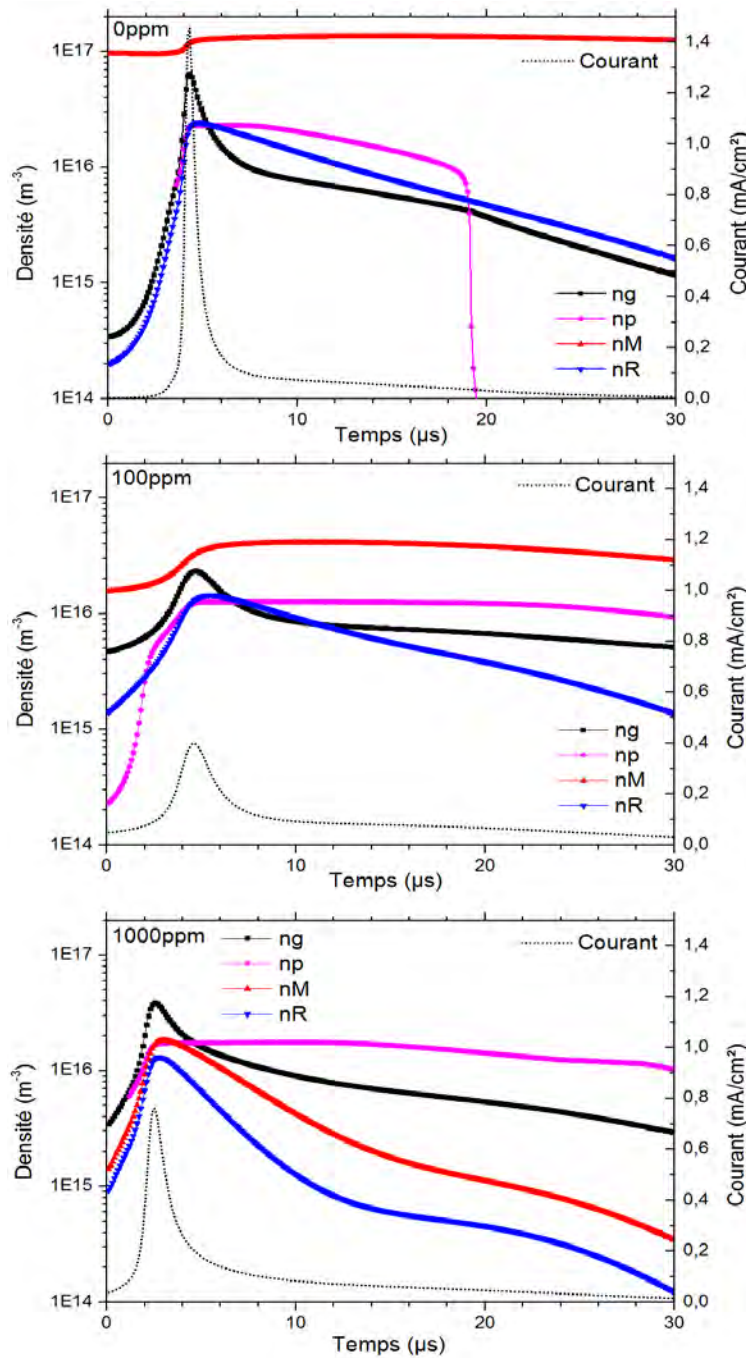


FIGURE 5.6 – Modèle 0D. Évolution des densités d'ions dans la gaine (n_g), de la densité d'ions dans le plasma (n_p), de la densité de métastables (n_M) et de la densité de résonnants (n_R) en fonction de la quantité d'azote.

Évolution des termes source et du champ électrique

La figure 5.7 présente les évolutions de tous les termes sources dans le néon.

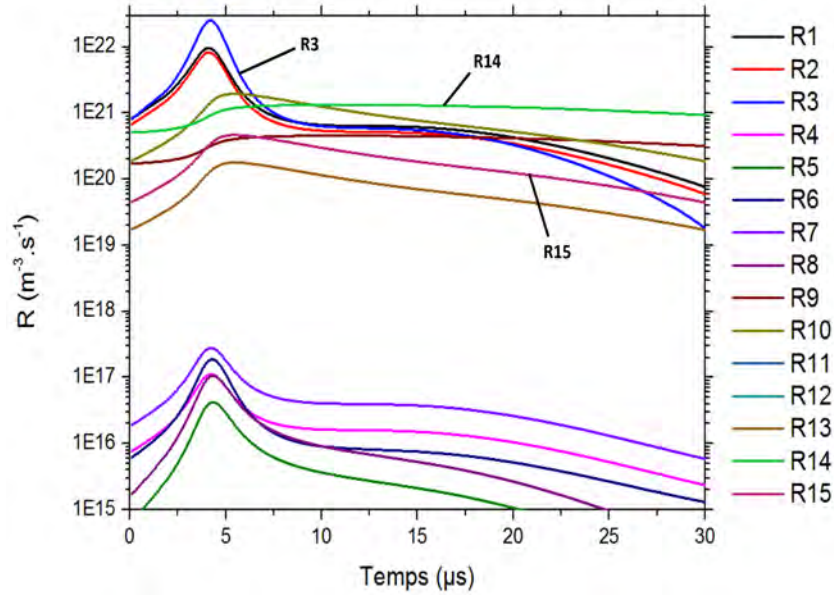
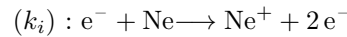


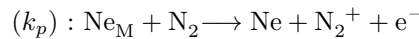
FIGURE 5.7 – Modèle 0D. Évolution typique de tous les termes sources dans le néon à 100ppm pendant le pic de courant.

Les différents termes sont séparés par deux ordres de grandeurs en deux groupes. Cette constatation est identique pour les autres taux d'azote testés. Parmi ceux correspondants au groupe du haut, les termes de création d'ions en volume sont :

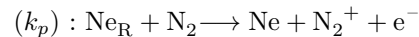
- R3 : ionisation directe par impact électronique sur les neutres du néon.



- R14 : ionisation Penning par impact des métastables du néon sur l'azote.



- R15 : ionisation Penning par impact des résonnants du néon sur l'azote.



Les évolutions de ces 3 termes de création accompagnés du terme de disparition des ions dans la gaine par dérive sur la cathode et du champ électrique sont présentés sur la figure 5.8.

Dans le premier cas à 0ppm, la seule source d'ions est l'ionisation directe. Dans les deux autres cas avec azote, le terme source total est traduit par le terme *gain total* et somme l'effet penning et l'ionisation directe. Les trois cas montrent une concordance forte dans les variations du champ électrique et de l'ionisation directe. Les pertes aux parois par dérive suivent aussi ces variations avec un léger retard d'environ 1μs. Dans les cas où l'effet penning est présent, les termes sources des réactions montrent une ionisation Penning inférieure à l'ionisation directe pendant le claquage mais supérieure ensuite et sur toute la durée entre les claquages. L'effet Penning total provient essentiellement des métastables car leur densité est en permanence plus grande que celle des résonnants. Comme pour le courant, le maximum du champ électrique à 100ppm est plus faible par rapport aux cas pur et à 1000ppm. A l'instant initial, soit au tout début du claquage, le champ est plus important dans le cas où il y a de l'azote. Les brisures de pente dans les termes d'ionisation directe pour les cas 0ppm et 1000ppm sont le signe de la contraction de la gaine évoquée précédemment et non observable dans le cas à 100ppm.

Un calcul rapide des tailles des gaines fictives 's' à partir des valeurs du champ et des densités à $t = 0$ montre une taille d'environ $1.2mm$ à $100ppm$ ce qui est inférieur au gap ($3mm$) et d'environ $3.5mm$ dans le cas à $1000ppm$ ce qui est supérieur au gap. Ceci est bien en accord avec les observations précédentes sur les brisures de pente pour l'ionisation directe et la présence permanente d'un plasma à $100ppm$.

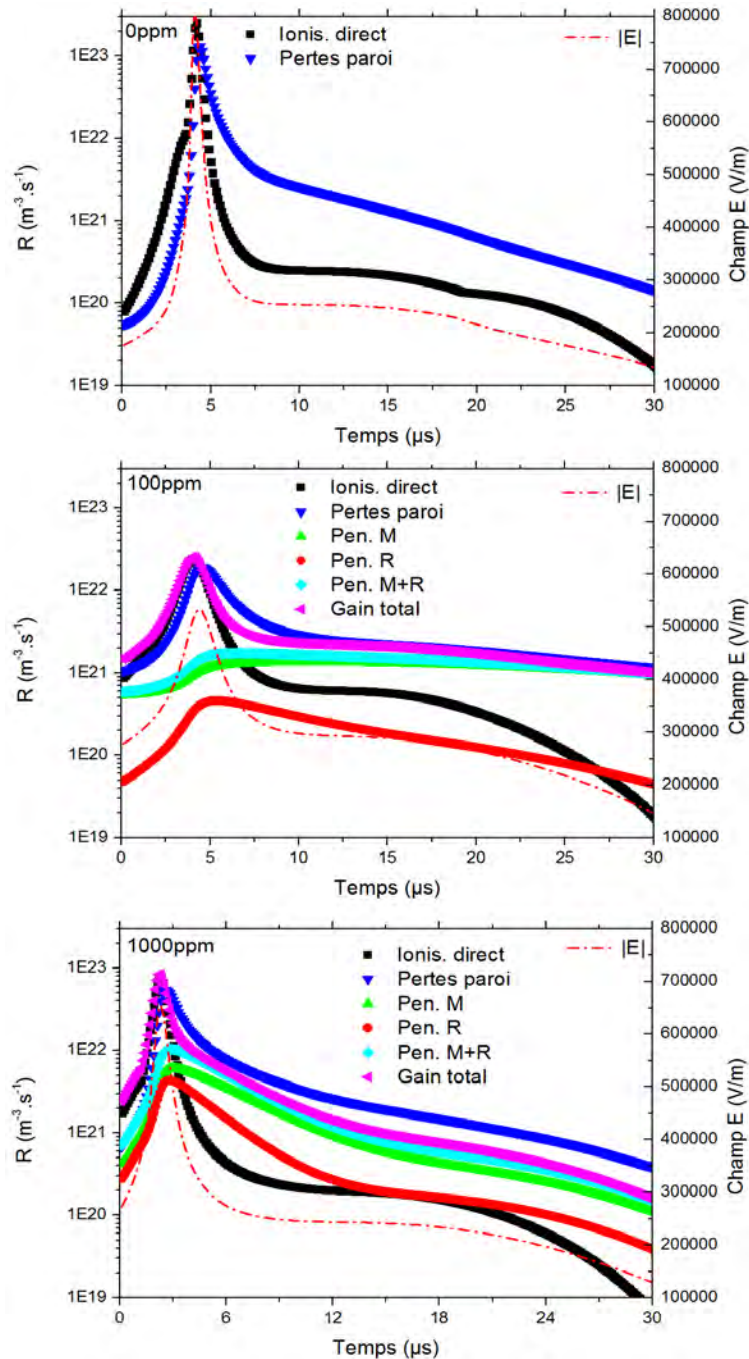


FIGURE 5.8 – Modèle 0D. Évolution des termes sources principaux et du module du champ électrique.

5.2.3 Bilan

D'après les résultats obtenus avec le modèle 0D pour le cas multipic et le cas monopic, l'ajout d'azote dans des quantités infimes (dès $1ppm$) produit une modification importante du comportement de la décharge. Lorsqu'il n'y a pas d'azote, aucun effet n'est observé, même en considérant l'existence des espèces excitées du néon. L'effet Penning entre le néon et l'azote à pour conséquence une modification significative de l'ionisation dans la gaine qui induit à postériori toutes les modifications observées sur le courant, les densités de particules, les champs et les termes de réaction.

Autour de $100ppm$, il semble que la proportion d'azote dans le néon soit idéale pour maximiser les effets d'ionisation entre les claquages. Le passage du maximum du pic de courant par une valeur minimale en est la preuve et s'explique par le fait que l'ionisation Penning permet de maintenir une densité d'ion importante dans le gaz quel que soit l'instant. Le claquage est donc initié à plus bas champ que dans les autres cas. Il est donc très probable qu'un claquage à bas champ rendu possible par une ionisation de volume permanente soit lié avec l'observation d'un pic de courant plat et étalé. Ces constatations sont compatibles avec les résultats l'article de F. Massines [63] obtenus dans l'hélium à la pression atmosphérique et visant à comprendre les mécanismes menant à un claquage de type Townsend ou streamer.

Dans la suite, une approche complémentaire de modélisation 2D et une étude expérimentale tentent de lier ces résultats aux phénomènes d'auto-organisation.

5.3 Modèle 2D : Stabilité d'un pattern

En tenant compte seulement de l'ionisation directe par impact électronique en volume et de l'émission d'électrons secondaires aux surfaces par impact ionique, le modèle 2D permet d'obtenir spontanément des patterns filamenteux. L'objectif de cette partie est de se placer dans des conditions où un régime permanent filamentaire est obtenu numériquement et d'observer la stabilité de ce pattern lors d'une perturbation de la densité ionique par effet Penning sur les impuretés d'azote.

5.3.1 Conditions de simulation

Les conditions d'utilisation du modèle 2D permettant l'obtention du régime permanent de type filamentaire sont données dans le tableau 5.6. Elles sont voisines de celles utilisées par B. Bernecker [50] dans sa thèse. Les conditions géométriques choisies sont celles du tube.

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Néon
Pression	100 Torr
Amplitude Tension	1000 V
Fréquence	100 kHz
Gap(L)	3 mm
Dielectrique (Ld)	1.5 mm
ϵ_d	5
γ	0.1
R	0 Ω
Longueur domaine y	16 mm
Maillage simu.	120-160 (x-y)

TABLE 5.6 – Conditions de simulation modèle 2D.

Pour permettre l'établissement rapide du régime filamentaire, un départ avec des conditions initiales non homogènes et une fréquence de $100kHz$ ont été choisis. Malgré cela, il est nécessaire de simuler au moins une centaine de périodes pour obtenir un régime permanent. La simulation prend quelques jours.

5.3.2 Effet des métastables

Source volumique d'ions

Dans le cadre de cette thèse, il n'a pas été possible de modifier le code source du modèle 2D de manière à inclure l'effet des métastables sur les impuretés. Comme illustré sur la figure 5.9, les résultats du modèle 0D montrent que l'ionisation Penning peut se ramener à un terme source volumique dépendant du temps. Les résultats sont présentés sur la figure 5.9 pour une période du signal de tension appliqué.

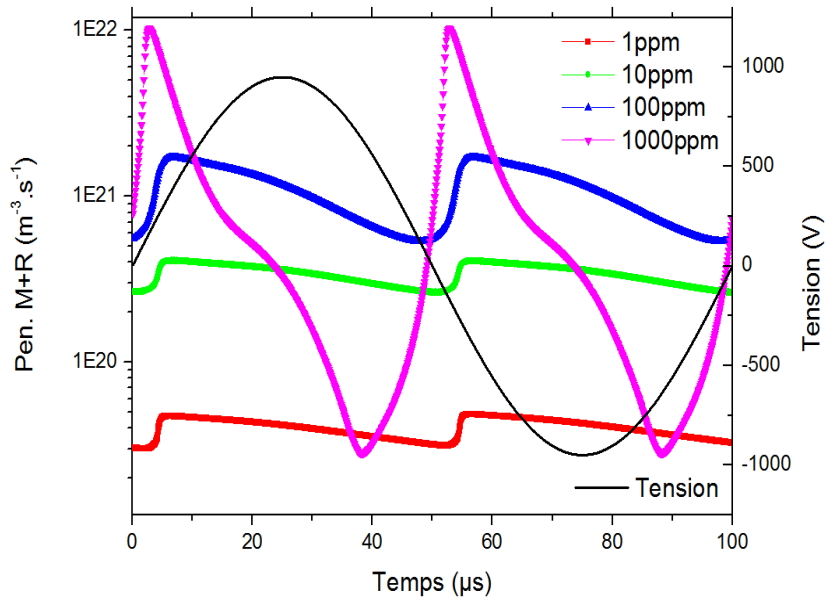


FIGURE 5.9 – Modèle 0D, néon, $10kHz$, $100Torr$. Ionisation Penning sur l'azote par les métastables et les résonnants du néon pour différents taux d'impuretés.

La partie précédente montre que les croissances abruptes des termes sources sont coïncidentes avec les instants où il y a les décharges. Hormis dans le cas à $1kppm$ d'azote où deux ordres de grandeur séparent le maximum et le minimum des termes d'ionisation, il est possible de considérer chacun des trois autres termes sources comme constants. Pour $1ppm$, $10ppm$ et $100ppm$ d'azote, les créations d'ions par effet Penning sont approximées par les valeurs de $4.10^{19}m^{-3}s^{-1}$, $3.10^{20}m^{-3}s^{-1}$ et $1.10^{21}m^{-3}s^{-1}$.

Le code 2D permet cependant de générer une source volumique d'ions homogène et constante dans le temps. L'idée est donc d'utiliser les valeurs données par le modèle 0D pour simuler un effet Penning dans le code 2D et d'observer ses conséquences sur un pattern filamentaire déjà formé. D'autre part, comme la courbe rose/violette présente une décroissance beaucoup plus rapide entre deux décharges successives, il semble légitime de penser qu'un taux d'azote de $1kppm$ neutralise plus rapidement les métastables présents en volume que pour des taux d'impuretés inférieurs.

Déstabilisation d'un régime filamentaire

Un régime filamentaire permanent est obtenu par le modèle 2D utilisé dans la géométrie du tube. L'effet des métastables est traduit par l'ajout d'un terme d'ionisation source permanent et homogène dans tout le gap. L'image 5.10 présente l'évolution dans le temps de la densité

d'électrons dans le gap sans terme source (a) et avec ajout de 2 termes sources de valeurs différentes (b et c). Chacune des images correspond à un temps d'intégration d'une demi-période et à une gaine se formant sur la droite.

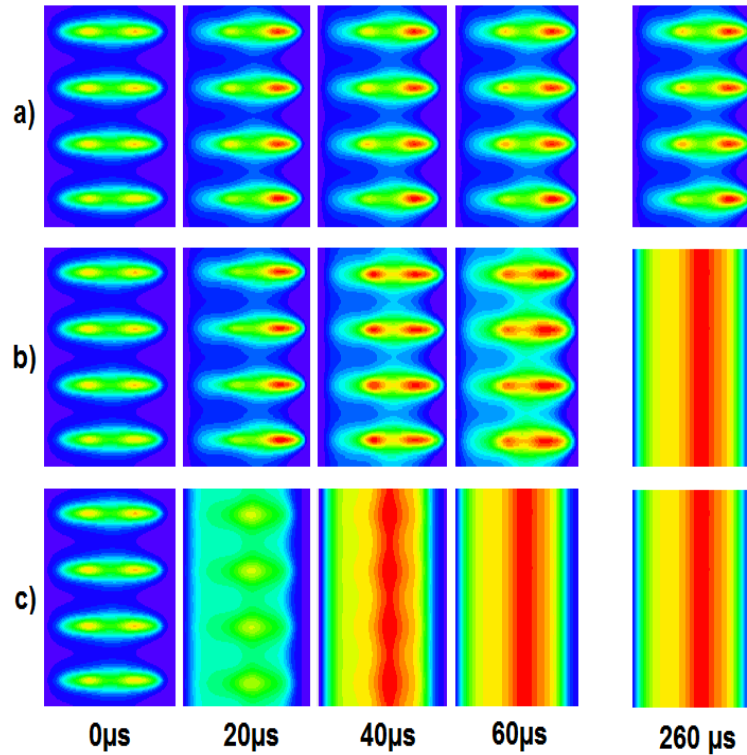


FIGURE 5.10 – Modèle 2D, Néon, 100Torr, 100kHz, 1000V, géométrie tube 1D, $\gamma = 0,1$. Évolution des densités électroniques dans le temps (ligne) pour différentes valeurs de sources volumiques homogènes (colonne). a) pas de source, b) $3 \cdot 10^{20} m^{-3} s^{-1}$ et c) $1 \cdot 10^{21} m^{-3} s^{-1}$.

Les conditions initiales sont identiques et représentées dans la colonne de gauche. Pour le cas a), le régime filamentaire est conservé quel que soit le temps de la simulation. Pour les cas b) et c) correspondant à des taux d'azote respectivement de 10ppm et environ 100ppm, la décharge est déstabilisée et tend vers une décharge homogène. Le temps d'obtention du régime homogène dépend de la valeur du terme source. Dans le cas b), il faut environ 260 μs (26 périodes de tension) pour atteindre le régime permanent homogène et dans le cas c) il faut 40 μs (4 périodes). La densité seuil d'azote menant à une décharge homogène se situe donc entre quelques ppm et 10ppm. Ce résultat permet de lier l'absence de structuration avec un effet Penning présent en dehors des claquages.

Les courants obtenus au bout de 26 périodes de calcul à partir des conditions initiales provenant de l'état permanent sont présentés figure 5.11 pour les 3 taux d'impuretés discutés précédemment.

Pour chacun des trois cas, les courants de conduction moyens ont des maximums différents. Malgré les conditions de simulation différentes avec une fréquence plus élevée et une prise en compte simpliste de l'effet Penning, la position relative des maxima est en concordance avec les résultats du modèle 0D : un pic marqué dans le cas pur, moins marqué avec de l'azote à 10ppm et encore plus faible à 100ppm. Il est aussi remarquable que la surface d'électrode occupée par les filaments étant environ égale à la moitié de la surface d'électrode totale, la densité de courant au sein des filaments est dans le cas du régime filamentaire (néon pur) environ 2 fois plus importante que dans les cas avec azote.

Le résultat principal est ici la corrélation entre une absence d'impuretés, une densité de courant forte et des filaments. Avec une simulation d'impuretés dès 10ppm (cas b), la densité de

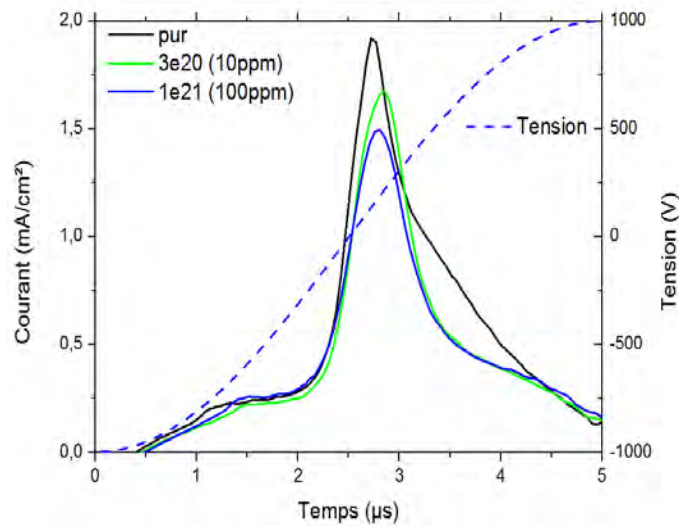


FIGURE 5.11 – Modèle 2D. Évolution des courants de conduction pour des termes sources de a) pas de source volumique, b) $3.10^{20}m^{-3}s^{-1}$ et c) $1.10^{21}m^{-3}s^{-1}$.

courant est moins importante et les filaments disparaissent. Aucune conclusion n'est possible pour les taux d'impuretés supérieures à 100ppm car les termes d'ionisation deviennent trop fluctuants au cours du temps (cf figure 5.9) et l'hypothèse d'un terme constant serait dans ce cas beaucoup trop éloignée de la réalité.

5.4 Mesures expérimentales et étude temporelle

Par rapport au cas pur ou avec beaucoup d'azote, le modèle 0D a révélé que quelques ppm d'impuretés suffisaient à diminuer l'amplitude du pic de courant et à changer radicalement la réponse de la décharge. Malgré toutes les précautions expérimentales, il y a toujours des dégazages non contrôlés aux parois et des impuretés autres que le néon dans les bouteilles. Cette partie vise à regarder si les tendances expérimentales sont en accord avec les modèles et à préciser la signification du terme "pur" dans le cadre de cette thèse et, par extension, à tous les articles parus jusqu'à présent et avançant un travail dans des conditions pures. Des mesures optiques, électriques et spectroscopiques sont recueillies sur la décharge pour des taux d'impuretés allant de 0ppm et 10kppm.

5.4.1 Apparence de la décharge

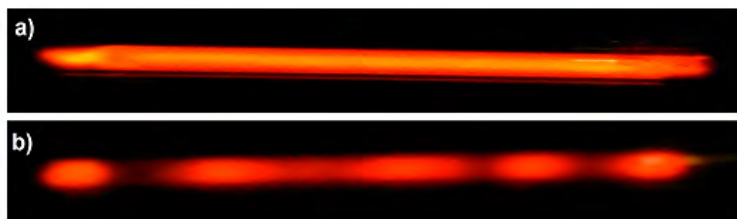


FIGURE 5.12 – Tube 1D, Néon, 750V, 10kHz, 100Torr. a) Apparence de la décharge dans les cas 0ppm, 200ppm, 500ppm et 1000ppm d'azote. b) Apparence de la décharge à 10kppm d'azote.

Dans les cas où la quantité d'impuretés est inférieure à 10kppm, la décharge présente une apparence homogène ce qui est en accord avec les diagrammes de phases présentés au chapitre 4 et en annexe C. A 10kppm, la décharge est composée de gros filaments en mouvement rapide au centre de la décharge et fixes sur les bords.

5.4.2 Étude des courants

Les expériences sont réalisées dans le tube 1D avec une pression de 100Torr et une fréquence de 10kHz . La figure 5.13 présente l'évolution de la tension appliquée et des courants de conduction en fonction des différents taux d'impuretés d'azote.

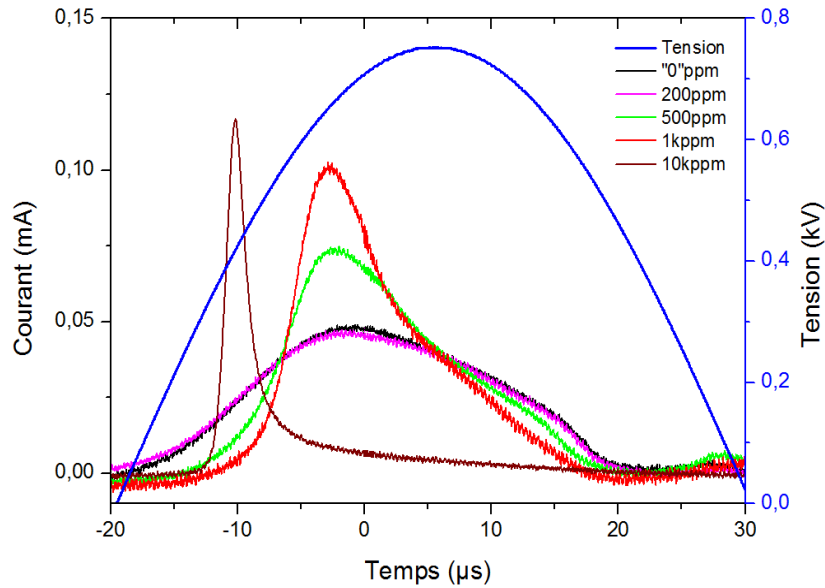


FIGURE 5.13 – Tube 1D, Néon, 750V, 10kHz, 100Torr. Évolution du courant de conduction pour des taux d'impuretés d'azote de 0ppm, 200ppm, 500ppm, 1kppm et 10kppm.

A 0ppm et 200ppm le courant présente un pic plat et étalé d'environ $20\mu\text{s}$ de large. A 500ppm et 1kppm, le démarrage du courant se fait plus tard, la croissance est plus rapide et le pic est deux fois plus intense que précédemment et est suivi d'une décroissance lente du courant. A 10kppm, un seul pic de courant fin, à croissance rapide et encore plus intense est observable, avec une décroissance très lente du courant à l'issue du claquage.

L'ajout d'azote permet donc d'obtenir un pic de courant d'autant plus marqué que la quantité d'azote est importante. Malgré nos précautions, les courants dans les cas à 0ppm et 200ppm sont identiques ce qui signifie que les mesures ne peuvent pas être effectuées dans des conditions strictement pures. Ici, il semble impossible de descendre en dessous de 200ppm. Après une rupture de pente pendant la fin du pic de courant, une décroissance lente de celui-ci est notable si la quantité d'azote n'excède pas 10kppm. Dans ces cas à bas taux d'impuretés, cette décroissance lente peut s'expliquer par de l'effet Penning sur l'azote en dehors du pic de courant tandis qu'à 10kppm et avec l'appui de la figure 5.9, son absence peut s'expliquer par le fait que la quantité importante d'azote produit de l'ionisation Penning seulement pendant le pic de courant en neutralisant directement tout les métastables produits. Il semble donc y avoir une corrélation entre l'effet Penning présent après le pic de courant et l'observation d'une décharge homogène.

Des observations supplémentaires montrent que les mêmes tendances sont observées pour des pressions de 50Torr et 200Torr et des fréquences de 2kHz et 30kHz . De plus, le flux n'a pas d'influence forte sur les mesures et contribue à légèrement augmenter les valeurs des courants.

5.4.3 Spectroscopie d'émission

La figure 5.14 présente l'évolution de l'intensité lumineuse de quelques raies du spectre dans le cas sans azote ajouté et dans le cas avec 1000ppm d'azote. Les spectres sont obtenus par couplage de la caméra rapide et du spectromètre compatible avec celle-ci et décrit dans le chapitre 2.

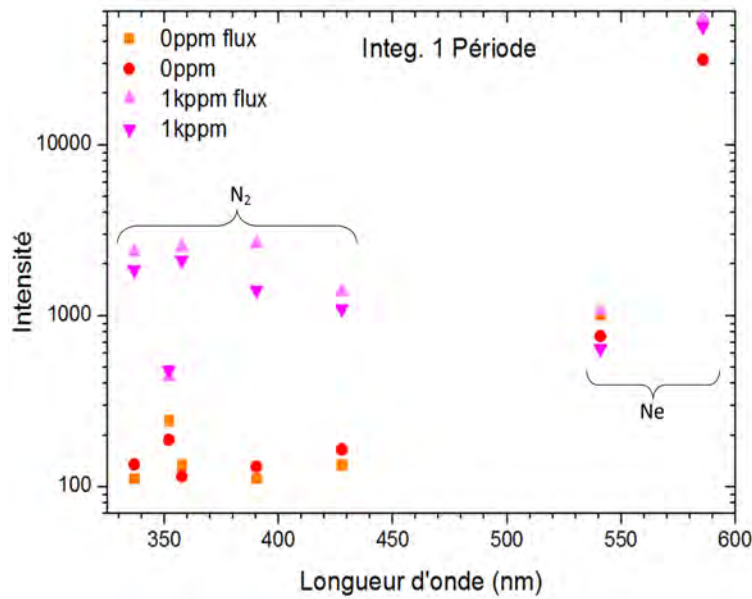


FIGURE 5.14 – Évolution de quelques raies du spectres dans les cas sans azote ajouté et à 1000ppm d'azote. La largeur de porte est d'une période soit $100\mu\text{s}$ et l'accumulation lumineuse est faite sur 250ms/spectre .

Le flux n'a là aussi pas d'influence nette sur les résultats. Comme pour l'étude du courant, il rend les raies légèrement plus intenses. Dans la suite, son influence sera donc laissée de côté. La présence d'azote à 1kppm fait apparaître de nouvelles raies entre 300nm et 450nm sans changer l'intensité des deux raies du néon au delà de 500nm .

La figure 5.15 permet de suivre l'évolution des intensités normalisées de quelques raies du néon et de l'azote. Les spectres sont aussi obtenus avec la caméra rapide couplée au spectromètre.

L'étude du rapport (facteur 30) des intensités des raies du néon (585nm) et l'azote (337nm) non normalisées montre un résultat identique à celui de l'article de Z. Navratil [66]. La quantité d'impuretés d'azote, non précisée dans la publication, est donc estimée à 1kppm .

Le cas sans azote ajouté présente un pic de courant faible tandis que les cas en présence d'azote présentent des pics d'intensités identiques et plus grandes par rapport au cas sans azote ajouté. Dans les trois cas, la raie d'émission du néon est présente. Son maximum est légèrement en avance par rapport au courant pour les deux premiers cas et dans le cas à 10kppm , les signaux sont synchronisés. Dans le cas sans azote ajouté et au moment maximum de courant, les raies liées à l'azote sont pratiquement noyées dans le bruit et d'une intensité 1000 fois inférieure à celles présentes avec 1kppm . Même sur de longs temps d'intégration, il est difficile de faire des mesures et il a donc été choisi de ne pas les représenter. Dans les cas avec azote, ces raies croissent de manière synchronisée avec le courant et avec la raie du néon. Le cas à 1kppm montre une persistance dans le temps des émissions de l'azote jusqu'à $20\mu\text{s}$ après le maximum de courant tandis que pour le cas à 10kppm , la décroissance de l'intensité de ces raies et quasiment simultanée avec la décroissance de la raie du néon et celle du courant.

L'azote est donc ionisé pendant et après le claquage selon le cas étudié. Ceci se manifeste par l'apparition de plusieurs nouvelles raies de longueurs d'ondes inférieures à 450nm . Sur les deux raies de l'azote choisies pour l'étude, cette apparition est facilement détectable dans les cas 1kppm et 10kppm mais difficilement dans le cas sans azote ajouté. La persistance des raies de l'azote dans le cas à 1kppm montre bien qu'il s'agit d'une ionisation Penning et la décroissance lente du courant lui semble liée. Dans le cas 10kppm , l'effet Penning est présent mais sa décroissance après la décharge suit celle du courant et de la raie du néon.

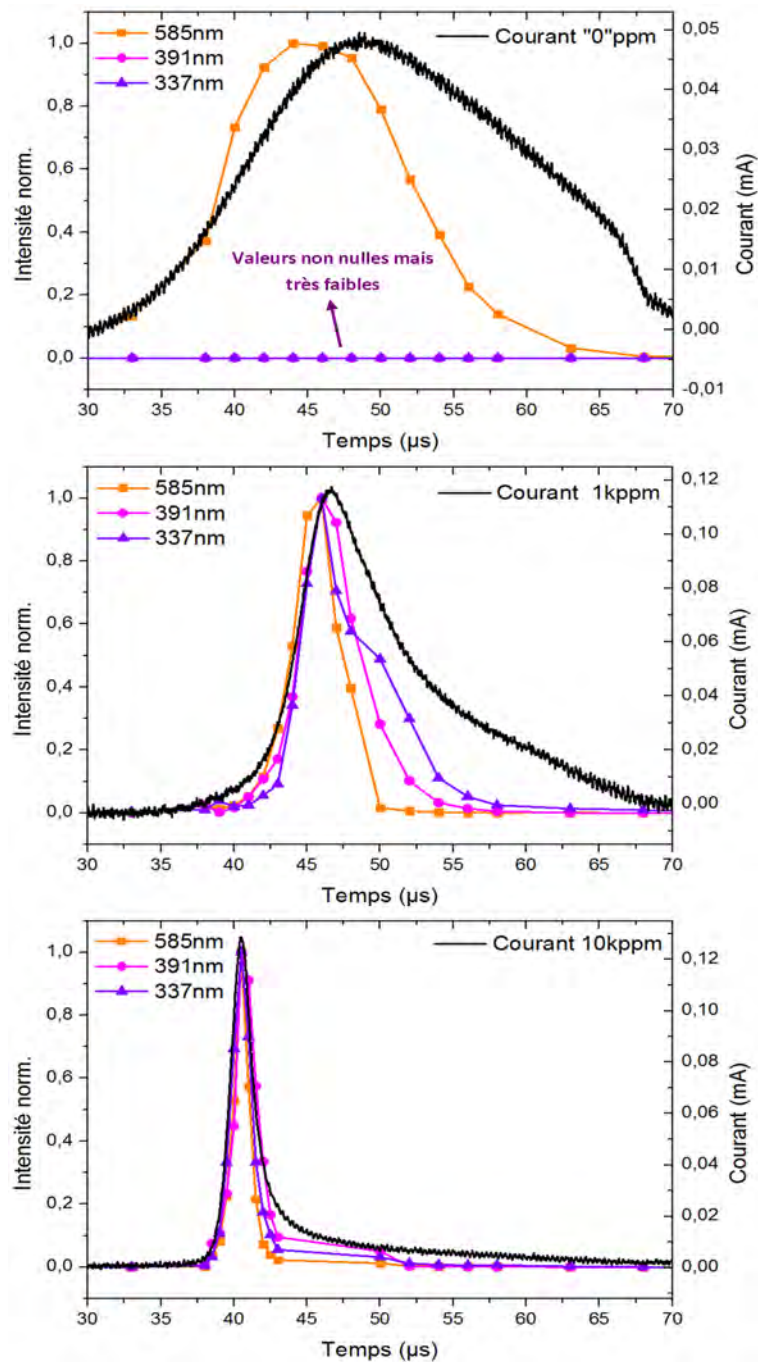


FIGURE 5.15 – Évolution des intensités normalisées des raies à 585nm (Ne), 391nm ($Rotation, N_2^+$) et 337nm ($Vibration, N_2$) pendant le claquage dans le cas sans azote ajouté et avec 1kppm et 10kppm d'azote comparées au courant de décharge.

5.5 Bilan

Les résultats expérimentaux ont montré qu'en diminuant la quantité d'azote dans la décharge, le pic de courant tend à s'aplatir exactement comme dans le modèle 0D et les structures disparaissent. Or, en continuant d'injecter du gaz propre de manière à tendre vers un milieu contenant seulement du néon, il n'est jamais observé de nouvelle croissance du pic de courant comme prédit avec le modèle 0D (entre $1ppm$ et $100ppm$) ni d'apparition de structures organisées. Ceci prouve que malgré l'utilisation d'une cellule fermée et un travail en flux pour utiliser directement le gaz "propre" de la bouteille, il reste toujours suffisamment d'impuretés en volume qui génèrent des ions par effet Penning. Cette quantité est estimée autour de quelques centaines de ppm au minimum. Les conditions expérimentales dans le néon pur et sans effet Penning sont donc impossibles à réaliser. En conséquence, la non présence de structures dans le néon (cf diagrammes de phases) est due à l'effet Penning dans une atmosphère contenant un taux d'impuretés ni trop important, ni trop faible et de l'ordre de $100ppm$. Cependant, une quantité d'azote plus importante autour de quelques $kppm$ ou plus, permet aussi d'observer des structures. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans ce cas, les métastables générés pendant le pic de courant sont rapidement neutralisés pour ioniser l'azote. L'ionisation par effet Penning est alors seulement présente pendant le claquage et pas en dehors. La figure 5.16 résume schématiquement les résultats obtenus dans ce chapitre dont le but était de clarifier l'influence des impuretés. Ces résultats permettent aussi de comprendre que pour certains flux, les structures puissent ne pas être uniformes le long du tube 1D à cause de la présence d'un gradient de densité pour les métastables.

Ces conclusions permettent de comprendre également les modifications du régime multiple lorsque le taux d'azote change. Les résultats expérimentaux ont montré que l'augmentation de la quantité d'azote fait apparaître des pics plus nombreux et plus resserrés. Le modèle 0D permet de retrouver cette tendance avec la prise en compte de l'effet Penning. Comme pour le cas monopole, un minimum de courant est notable pour un taux d'azote voisin de $100ppm$ et les pics de courant sont à nouveau importants pour le cas pur mais non observables expérimentalement.

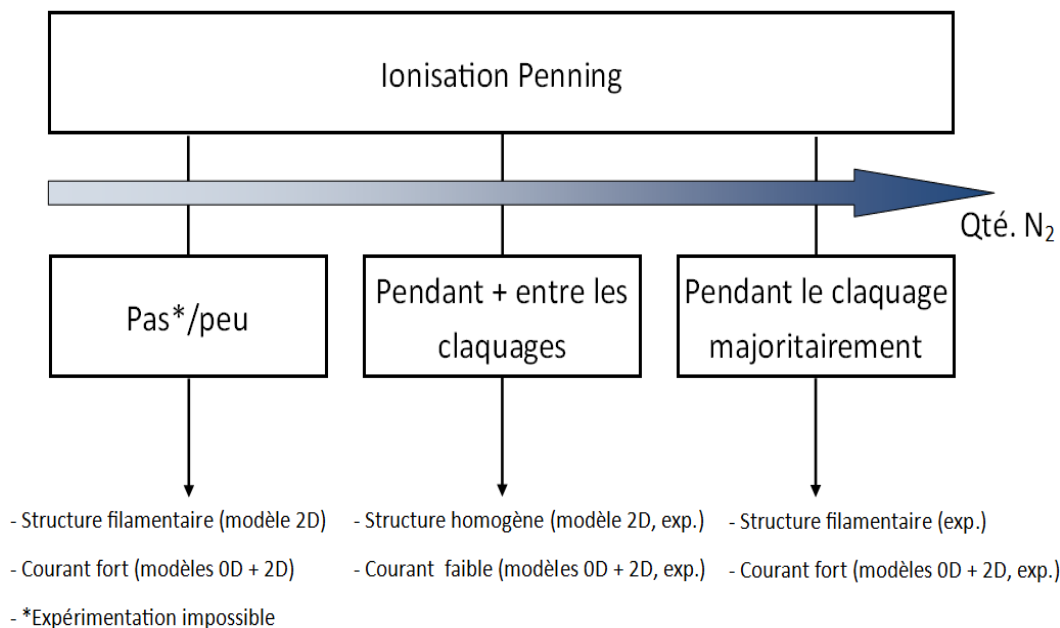


FIGURE 5.16 – Effet Penning, influence sur le courant et la structuration. Dans le néon la branche centrale correspond à un taux d'impuretés d'azote voisin de $100ppm$.

Remarques : La discussion réalisée sur le néon est sans doute transposable à l'hélium étant donné que ses métastables ont des énergies comparables à celles des métastables du néon. De plus, pour des pressions inférieures à 50Torr et pour des fréquences inférieures à 10kHz , les diagrammes de phases obtenus expérimentalement et donnés en annexe C révèlent des structures dans le néon et dans l'hélium. Une perspective de travail intéressante serait de vérifier si ces conditions correspondent plutôt à la branche de gauche du schéma ou à celle de droite en regardant grâce aux modèles, l'influence de la pression et de la fréquence sur les résultats. L'observation expérimentale d'un régime multiple semble aussi être le témoignage d'une quantité d'azote importante dans la décharge.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Le roman touche à sa fin, mais dans les travaux de recherche heureusement, les réponses apportées entraînent de nouvelles questions, de nouveaux mystères voire même de nouveaux paradigmes pour les plus révolutionnaires. Pour celles et ceux qui seraient passés directement de l'avant-propos à cette page, pour ceux qui auront parcouru uns à uns tous les mots de ce manuscrit, et pour les autres, voici un regroupement des idées importantes qui ont émergées de ce travail.

6.1 Résultats principaux

Les observations expérimentales et numériques de structures dans les décharges à barrière diélectrique sont à la base de ce travail. L'investissement humain et financier qui lui est associé est à la fois justifié par l'intérêt de l'étude de systèmes dynamiques complexes dans un cadre physique, mais aussi par les différentes utilisations de ces décharges dans l'industrie. Cette problématique de compréhension de l'auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique a été décomposée en deux questions concernant d'une part les raisons de l'émergence d'une structure, et d'autre part les raisons qui conditionnent la forme de la structure. En dehors de la problématique, les premiers objectifs de la thèse ont été de repenser le dispositif expérimental pour avoir des résultats reproductibles, notamment grâce à l'utilisation de cellules fermées et de nettoyages poussés et de construire un code numérique fluide 0D pour réaliser des simulations rapides tout en conservant la physique essentielle des décharges. Dans son utilisation standard, le modèle 0D implémenté se comporte comme un dipôle dans le cadre d'une description électrocinétique. Ses avantages résident dans le fait qu'il contient tous les paramètres physiques principaux comme par exemple le type de gaz, la pression ou la chimie, qu'il fonctionne dans les régimes de Townsend et luminescent et qu'il est facilement modifiable grâce à l'environnement Matlab. Ces avantages n'étaient pas contenus dans les modèles préexistants au moment de cette thèse. Lorsque la contrainte est une tension, quelle que soit sa forme, alors les calculs donnent comme grandeur de réponse un courant. En ce sens, tous les travaux nécessitant une réponse en courant d'un gaz excité par une tension seront intéressés par cette description comme par exemple la conception et le dimensionnement d'alimentations électriques pour les DBD ou les décharges DC. Dans un second temps et après avoir rendu opérationnels les outils expérimentaux et numériques, le travail a été axé sur les deux questions posées dans la problématique.

La première question abordée chronologiquement fut celle de l'origine de la forme d'une structure. Les résultats expérimentaux du chapitre 4 et ceux issus de quelques articles ont montré que dans des conditions filamentaires données, incluant la nature du gaz, la pression, les paramètres électriques, la surface d'électrode, sa forme, le type des diélectriques, leur épaisseur et leur nature, le gap entre les deux diélectriques a un rôle majeur sur la densité de filaments obtenus. Plus le gap est petit, plus la densité de filaments est grande. Ce résultat est utile par son aspect quantitatif disant qu'un rapport *gap/taille caractéristique de l'électrode* de 1/50 est nécessaire pour considérer que l'influence des bords sur le pattern est faible. Ces conditions sont souvent compatibles avec une plus grande diversité dans les structures observées. Le deuxième résultat important dit que lorsque une décharge est homogène ou filamentaire au départ, un changement du gap ne modifie pas la nature de départ de la décharge mais change seulement la taille des filaments. Ceci a montré que dans des conditions données, la stabilité (tendance homogène ou filamentaire) d'une décharge n'est pas liée à la géométrie du système. Les conclusions sont identiques dans le cas d'anneaux concentriques et le passage des anneaux aux filaments est assez souvent observé en changeant la valeur de la tension appliquée. Des résultats numériques 2D non présentés dans cette thèse semblent confirmer les résultats concernant l'influence du gap sur la densité de filaments. La comparaison des diagrammes de phases 1D et 2D ne montre pas toujours la similarité prévue malgré un même gap, surtout dans l'hélium. Cette différence pourrait être attribuée à l'effet important des bords (pertes de particules) dans le cas 1D.

Dans un second temps, c'est l'origine de la stabilité d'une décharge issue d'un claquage de Townsend qui a été étudiée, en particulier dans le chapitre 5. Dans le cadre de cette thèse, une décharge stable a été identifiée à une décharge homogène, émettant de la lumière de manière uniforme dans l'espace inter-électrodes. Dans les cas où la décharge n'était pas homogène, elle a été qualifiée d'instable. Dans ce dernier cas, les formes observées pouvaient être spatialement statiques ou dynamiques. Les résultats expérimentaux et numériques 2D/0D combinés, ont montré

que la stabilité trouvait principalement son origine dans les mécanismes d'ionisation de volume. Dans des conditions opératoires données, le passage d'un régime stable (homogène) à un régime instable (filamentaire) a souvent pu être observé expérimentalement par ajout de petites quantités d'azote dans des décharges d'hélium ou de néon et de manière moins marquée dans les décharges d'argon. Des analyses numériques complémentaires ont montré ensuite que l'ajout d'un mécanisme d'ionisation de l'azote par les métastables du gaz rare choisi rendait compte des observations expérimentales. Cet effet, appelé effet Penning, a donc été pointé comme le mécanisme majeur responsable de la présence ou non d'une structure. De manière plus précise, il existe une quantité d'azote optimale autour de $100ppm$ à $100Torr$ qui permet à la fois de lier l'absence de structures, des pics de courants (cas monopole) faibles et étalés, et une ionisation Penning importante entre les claquages. Cet effet est très sensible aux impuretés car seulement $10ppm$ d'azote ajoutés à une décharge dans le néon pur suffisent à diviser par un facteur deux l'amplitude du courant initial (modèle 0D) et à rendre homogène un régime au départ filamentaire (modèle 2D). D'autre part, lorsqu'il n'y a pas d'azote ($< 1ppm$) ou lorsqu'il y en a beaucoup (en général $> 1kppm$), des pics de courant marqués et des structures sont à nouveau observées. Une autre conclusion toute aussi importante en est issue et dit qu'un travail expérimental dans des conditions de gaz pur est strictement impossible à cause du taux d'impuretés propre (de $10ppm$ à $20ppm$) des bouteilles de gaz auquel s'ajoute les dégazages internes au dispositif. Dans certains cas, l'ajout d'azote fait apparaître un régime multipics avec un nombre de pics proportionnel à la densité d'azote et la décharge est homogène. Dans l'argon, où les métastables ont pour la plupart des énergies inférieures à l'énergie d'ionisation des impuretés, l'effet Penning a des conséquences moins marquées. Ceci est d'ailleurs visible en regardant les diagrammes de phases de l'argon, avec et sans azote. Une similitude intéressante est également notable entre ces résultats et le fait que l'effet Penning et l'ionisation de volume qu'il engendre joue aussi un rôle majeur dans le mode de claquage. Pour des produits pression-distance importants, une ionisation Penning faible entre les claquages semble favoriser les streamers tandis qu'une ionisation permanente favoriserait les claquages Townsend.

Le chapitre 5 a permis de mettre en avant une utilisation possible du modèle 0D dont l'étape de validation a été faite au chapitre 3. La possibilité de faire des calculs rapides tout en conservant une physique réaliste et minimale pour décrire une décharge est déjà un avantage en soi, ne serait-ce pour obtenir rapidement la réponse en courant correspondant à des conditions d'alimentation, géométriques et de gaz données. Une application possible du modèle 0D dans sa version simplifiée pourrait être le dimensionnement et l'optimisation d'alimentations pour les DBD. Par ailleurs, l'inclusion de la chimie a permis non seulement de répondre à des questions importantes sur la morphogénèse dans les DBD, mais aussi de se rendre compte qu'une comparaison quantitative de résultats expérimentaux et numériques dans l'hélium ou le néon passait forcément par l'inclusion des impuretés aux modèles étant donné qu'un travail expérimental dans un gaz pur n'est pas réalisable. Dans l'annexe D, la spatialisation avec une approche "modèles couplés", qui constitue une autre utilisation possible du modèle 0D, a été succinctement abordée et donne un point de départ pour d'éventuels travaux ultérieurs sur les réseaux de modèles 0D couplés.

6.2 Perspectives de travail

Expérimental

L'ensemble du travail expérimental a permis de dresser la carte des structures observables en fonction des conditions, de faire des comparaisons de courant et un peu de spectroscopie. Il semblerait intéressant de compléter les résultats sur le rôle annoncé de l'effet Penning par des mesures spectroscopiques ciblant plus précisément les métastables dans le but de remonter à leur densité au cours du temps et de comparer les résultats à ceux des modèles.

Modèle 0D : Améliorations générales

Certains flux, comme ceux liés à la diffusion ambipolaire du plasma, sont souvent négligeables par rapports aux termes de pertes et d'ionisation dans la gaine ou aux termes liées au mouvement de la gaine. Il serait sans doute utile de les enlever pour simplifier le modèle et accélérer encore les calculs.

En DC, le code ne présente aucun problème mais en DBD, il serait intéressant de compléter le code numérique pour améliorer et rendre plus lisse le changement de signe des grandeurs physiques liées au signe de la tension appliquée. Ce passage est surtout problématique à haute fréquence où des petits sauts dans les variables sont observables. Il semble que le travail devrait s'axer sur la définition de la taille de la gaine 's' qui est proportionnelle au champ et qui s'annule donc quand le champ passe par zéro, ce qui n'arrive pas en réalité.

Modèle 0D : Penning et métastable

La version du modèle incluant la chimie a permis d'obtenir des résultats en ce qui concerne l'origine des instabilités mais l'ajout de la chimie associée à l'effet Penning ralentit les calculs. Le graphe concernant des termes sources d'ionisation, de création et de disparition de particules a montré qu'au moins la moitié des réactions chimiques considérées n'avait pas d'effets notables et pourraient donc être négligées.

Modèle 0D : Spatialisation

Sous sa forme spatialisée présentée en annexe D, l'intérêt du modèle est dans l'idée de trouver l'origine des instabilités par ajouts successifs de termes phénoménologiques inspirés par les résultats déjà connus. Dans l'absolu, l'objectif serait de retrouver les formes de patterns observés à 1D et 2D dans le cadre des expériences ou des modèles fluides. Ceci implique de réaliser un réseau d'oscillateurs couplés en 1D ou 2D.

Il y a une chose qui m'a causé la plus grande difficulté et qui continue de m'en causer sans cesse : me rendre compte qu'il est infiniment plus important de connaître le nom des choses que de savoir ce qu'elles sont.

Friedrich Nietzsche, Le Gai Savoir, 1887

Annexe A

Réactivité et transport des particules chargées dans les gaz

L'étude du transport des particules chargées dans les gaz joue un rôle important car les phénomènes d'émergence de structures dans les plasmas sont étroitement liés à des situations combinées de dérives, de diffusions, de créations et de destructions de particules.

Cette partie présente les évolutions des coefficients caractéristiques liés au transport dans les gaz utilisés expérimentalement : l'hélium, le néon, l'argon et le diazote. L'objectif est d'obtenir des expressions analytiques de ces fonctions pour les utiliser dans la construction du modèle 0D.

La base des résultats présentés ici est issue de données provenant de la résolution de l'équation de Boltzmann [87] et de données expérimentales tabulées [88]. Dans le cas d'électrons ou d'ions dans un champ électrique, l'équation se présente sous la forme :

$$\partial_t f + \mathbf{v} \cdot \nabla f \mp \frac{e}{m_{e,i}} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = C_{e,i}[f]$$

Où $f \equiv f(\vec{r}, \vec{w}, t)$ représente la fonction de distribution des positions et des vitesses pour les électrons ou pour les ions et C représente le terme source associé aux collisions.

A.1 Grandeurs physiques

A.1.1 Champ électrique

Dans la littérature, le champ électrique réduit, c'est à dire divisé par une grandeur proportionnelle à la densité, se trouve dans plusieurs unités. Les facteurs de conversions sont présentés ci-dessous :

$$E/p \text{ (V/cm/Torr)} = 3.30 \cdot 10^{16} E/n \text{ (V.cm}^2\text{)} = 0.33 E/n \text{ (Td)}$$

$$E/n \text{ (V.cm}^2\text{)} = 3.03 \cdot 10^{-17} E/p \text{ (V/cm/Torr)} = 10^{-17} E/n \text{ (Td)}$$

Cette grandeur apparaît naturellement comme variable pertinente lors de la résolution de l'équation d'évolution de la fonction de distribution des particules. Dans la suite, les grandeurs qualifiées de 'réduites' seront les grandeurs standard multipliées ou divisées par la pression exprimée en Torr.

A.1.2 Coefficient de mobilité, dérive

La mobilité μ relie la vitesse moyenne de dérive d'une particule chargée et le champ électrique que perçoit cette particule. Elle dépend de la valeur champ électrique.

$$\mathbf{v} = \mu(E) \cdot \mathbf{E} \quad (\text{A.1})$$

Lorsque le champ est suffisamment faible (Low Field), $\mu(E) \equiv \mu_{LF}$ la mobilité est constante par rapport au champ [4]. La résolution de l'équation de Boltzmann avec un terme collisionnel permet d'obtenir l'évolution de ce coefficient en fonction du champ. La grandeur pertinente qui apparaît en fonction du champ réduit est le produit $\mu \cdot p$ appelé mobilité réduite.

A.1.3 Coefficient de diffusion

Le modèle de diffusion local le plus élémentaire dit que le transport des particules se fait des zones les plus denses vers les moins denses. Ce déplacement est proportionnel à l'écart de densité et à un coefficient D qui dépend des conditions physiques choisies. La densité de flux de diffusion est donc, au signe près, proportionnelle au gradient de la densité : $\mathbf{\Gamma} = -D\nabla n$. Le coefficient D peut être estimé à partir de la relation d'Einstein :

$$D = \frac{\mu_{LF} \cdot k_b \cdot T}{e} \quad (\text{A.2})$$

Dans cette relation, la valeur de mobilité est celle en champ faible et la température est donnée par l'équation de l'énergie des particules. Cette relation est normalement valable lorsque les collisions Coulombiennes dans le plasma ne sont pas négligeables. Même si ce n'est plus vrai lorsque le taux d'ionisation est faible, c'est cette relation qui sera utilisée pour le calcul des coefficients de diffusion.

A.1.4 Coefficient d'ionisation par dérive

Dans les plasmas froids, la création d'espèces chargées est caractérisée par une fréquence de collision locale liée à la dérive des électrons dans le champ. Le rayonnement cosmique est aussi une source d'électrons permanente dans l'espace gazeux qui n'est pas prise en compte ici. Lorsqu'elle est exprimée par unité de temps, sa notation est ν et par unité d'espace sa notation est α tel que $\nu = \alpha v$ où v est la vitesse moyenne des électrons. Comme pour le coefficient de mobilité,

les valeurs sont obtenues à partir de la résolution de l'équation de Boltzmann avec collisions. La grandeur réduite pertinente est le quotient α/p .

A.2 Approximations pour la modélisation 0D

Les grandeurs physiques présentées précédemment sont chacune des fonctions du champ électrique réduit et dépendent du gaz choisi. La volonté de construire un modèle analytique impose de pouvoir exprimer analytiquement ces fonctions. Typiquement, les champs réduits dans les plasmas de DBD vont de quelques centaines à quelques dizaines de milliers de volts par mètre. C'est au moins dans cette plage du champ électrique réduit que les approximations devront être valables. Les valeurs issues de calculs ou de mesures sont présentées en noir et le choix fait pour interpoler ces fonctions en pointillés. Un tableau contenant les coefficients d'interpolation caractéristiques est donné pour chaque grandeur physique et pour chaque gaz.

A.2.1 Mobilité électronique

Allures dans les gaz rares et le diazote

La figure A.1 présente l'évolution de la mobilité réduite des électrons dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote en fonction du champ électrique réduit.

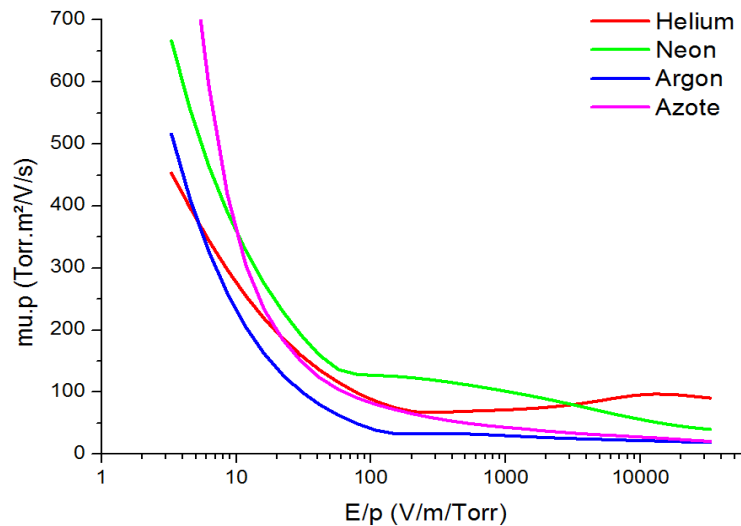


FIGURE A.1 – Mobilité réduite des électrons dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote en fonction du champ électrique réduit.

Dans l'hélium et l'argon, pour des champs réduits supérieurs à $100V/m/Torr$, la mobilité réduite est quasiment constante. Dans le néon et le diazote elle varie lentement.

Interpolation

Pour les électrons, à faible comme à fort champ, le choix est de prendre une mobilité réduite constante. La valeur choisie est celle correspondant à une valeur de champ réduit d'environ $4000V/m/torr$. Les valeurs sont données dans le tableau A.1.

Gaz	He	Ne	Ar	N2
$\mu.p$ (Torr.m ² /V/s)	83	73	24	34
Domaine de champ	Tout	Tout	Tout	Tout

TABLE A.1 – Mobilités réduites électroniques dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote

L'approximation à l'ordre 0 de la mobilité réduite électronique est présentée sur les figures A.2, A.3, A.4 et A.5. Elle est considérée comme bonne dans le domaine de champ typique des DBD mais mauvaise à bas champ.

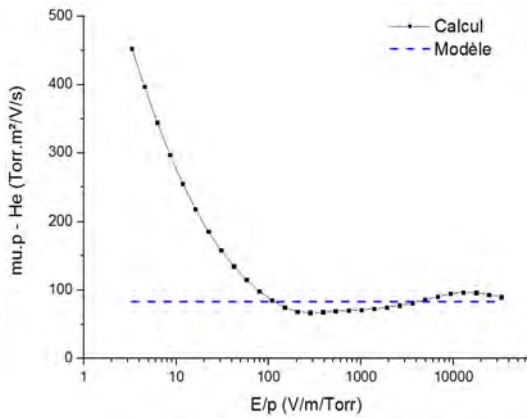


FIGURE A.2 – Mobilité réduite des électrons dans l'hélium en fonction du champ réduit.

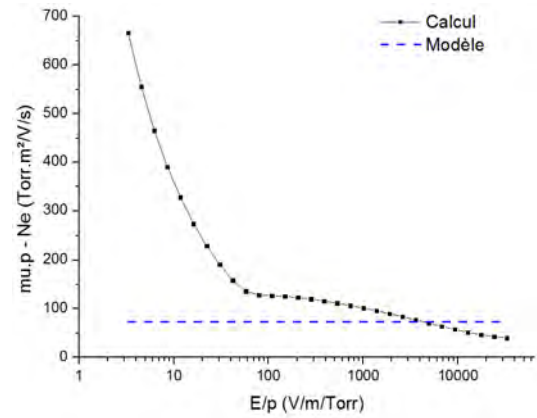


FIGURE A.3 – Mobilité réduite des électrons dans le néon en fonction du champ réduit.

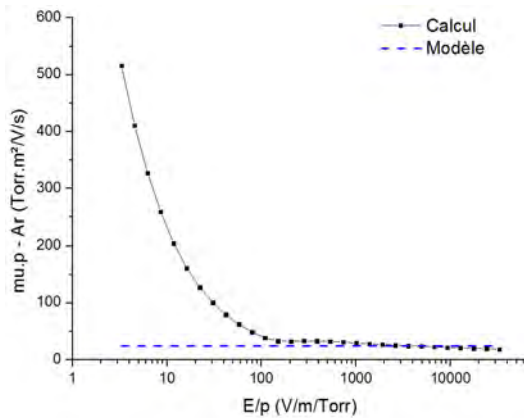


FIGURE A.4 – Mobilité réduite des électrons dans l'argon en fonction du champ réduit.

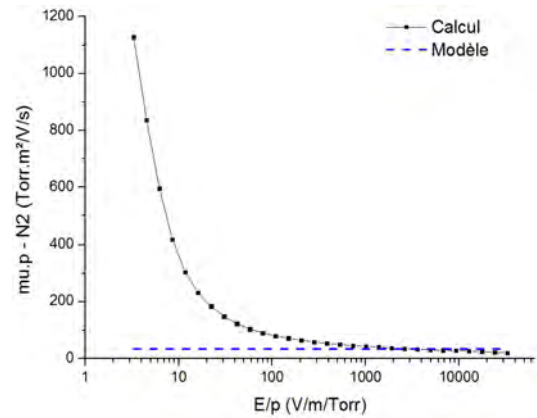


FIGURE A.5 – Mobilité réduite des électrons dans le diazote en fonction du champ réduit.

A.2.2 Mobilité ionique

Allures dans les gaz rares et le diazote

La figure A.6 présente l'évolution de la mobilité réduite des ions de l'hélium, le néon, l'argon et le diazote dans leur gaz de neutres en fonction du champ électrique réduit.

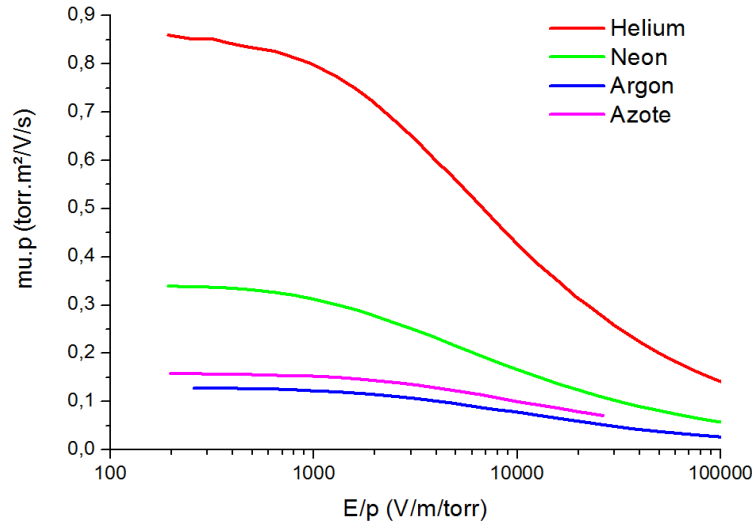


FIGURE A.6 – Mobilité réduite des ions $He+$, $Ne+$, $Ar+$, N_2+ dans leurs gaz de neutres respectifs en fonction du champ réduit.

Dans les quatre gaz, les mobilités réduites ioniques sont des fonctions décroissantes du champ électrique réduit.

Interpolation

Dans les gaz rares, les mobilités réduites ioniques sont interpolées par des polynômes de la forme :

$$\mu.p = \sum_{i=0}^9 a_i \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^i \quad (\text{A.3})$$

où les coefficients a_i sont donnés dans le tableau A.2.

Coef.	He	Ne	Ar
a_0	0,88	0,35078	0,13139
a_1	-9,436E-5	-4,37823E-5	-9,77631E-6
a_2	7,72815E-9	4,51199E-9	6,66383E-10
a_3	-3,79832E-13	-2,86945E-13	-2,9722E-14
a_4	1,11584E-17	1,11817E-17	8,15607E-19
a_5	-1,97059E-22	-2,7136E-22	-1,3597E-23
a_6	2,04493E-27	4,10503E-27	1,33948E-28
a_7	-1,14651E-32	-3,75566E-32	-7,16062E-34
a_8	2,67578E-38	1,89862E-37	1,59991E-39
a_9	0	-4,06637E-43	0
Domaine de champ	[200 :100000]	[200 :100000]	[200 :100000]

TABLE A.2 – Coefficients du polynôme d'interpolation des mobilités réduites ioniques dans l'hélium, le néon et l'argon

Dans le diazote, une interpolation polynomiale à l'ordre 9 n'est pas suffisante. La fonction exponentielle est plus adaptée :

$$\mu \cdot p = b_0 + b_1 \cdot \exp \left[b_2 \cdot \frac{E}{p} \right] \quad (\text{A.4})$$

où les coefficients b_i sont donnés dans le tableau A.3.

Coef.	N2
b_0	0,06566
b_1	0,09506
b_2	-1,00548E-4
Domaine de champ	[200 :30000]

TABLE A.3 – Coefficients de la fonction exponentielle d'interpolation de la mobilité réduite ionique dans le diazote

L'interpolation de la mobilité réduite ionique dans différents gaz est présentée sur les figures A.7, A.8, A.9 et A.10.

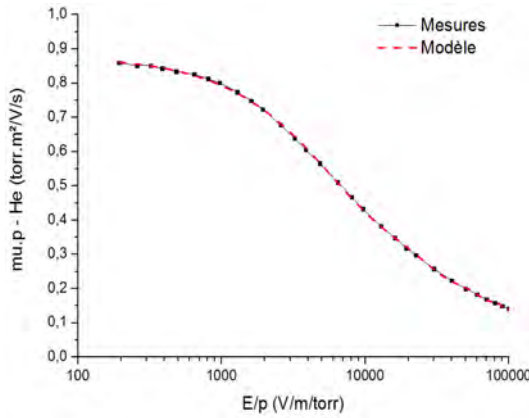


FIGURE A.7 – Mobilité réduite des ions He^+ dans l'hélium en fonction du champ réduit.

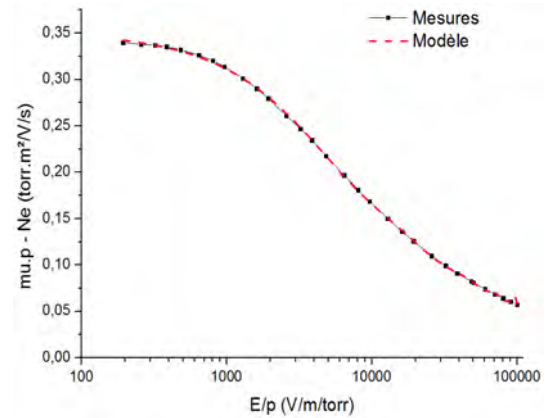


FIGURE A.8 – Mobilité réduite des ions Ne^+ dans le néon en fonction du champ réduit.

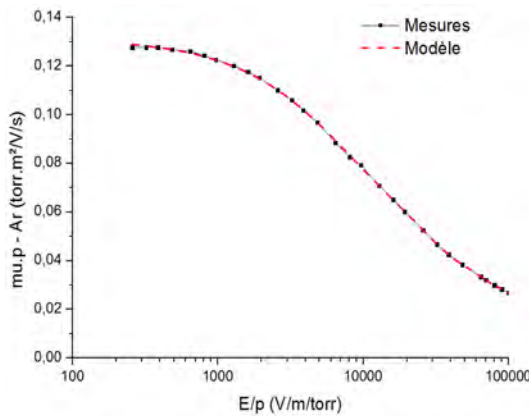


FIGURE A.9 – Mobilité réduite des ions Ar^+ dans l'argon en fonction du champ réduit.

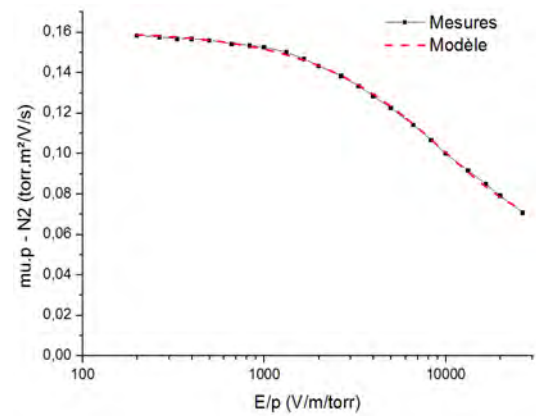


FIGURE A.10 – Mobilité réduite des ions N_2^+ dans le diazote en fonction du champ réduit.

A.2.3 Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion est calculé à partir de la relation d'Einstein avec les variables réduites détaillées dans l'équation A.5, dans laquelle la mobilité réduite des ions correspond à celle en champ faible et celle des électrons à la constante choisie précédemment. Ceci est justifié par le fait qu'en champ fort le transport par diffusion devient négligeable devant celui par convection dû au champ électrique.

$$D.p = \frac{\mu.p.k_b.T}{e} \quad (\text{A.5})$$

Le modèle ne prend pas en compte la résolution de l'équation de l'énergie donc les températures des électrons et des ions sont prises arbitrairement constantes. La température ionique choisie est prise égale à celle des neutres soit $T_i = 300K$ et la température électronique choisie est $T_e = 1eV = 11600K$. Les valeurs sont données dans le tableau A.4.

$D.p$ (Torr.m ² /s)	He	Ne	Ar	N2
Ions	2.2E-2	8.9E-3	3.3E-3	4.1E-3
Électrons	83	73	24	34

TABLE A.4 – Coefficients de diffusion ioniques et électroniques

A.2.4 Coefficient d'ionisation

Allures dans les gaz rares et le diazote

Les figures A.11 et A.12 présentent l'évolution à bas champ et à fort champ des coefficients d'ionisation par impact électronique sur les neutres de l'hélium, du néon, de l'argon et du diazote.

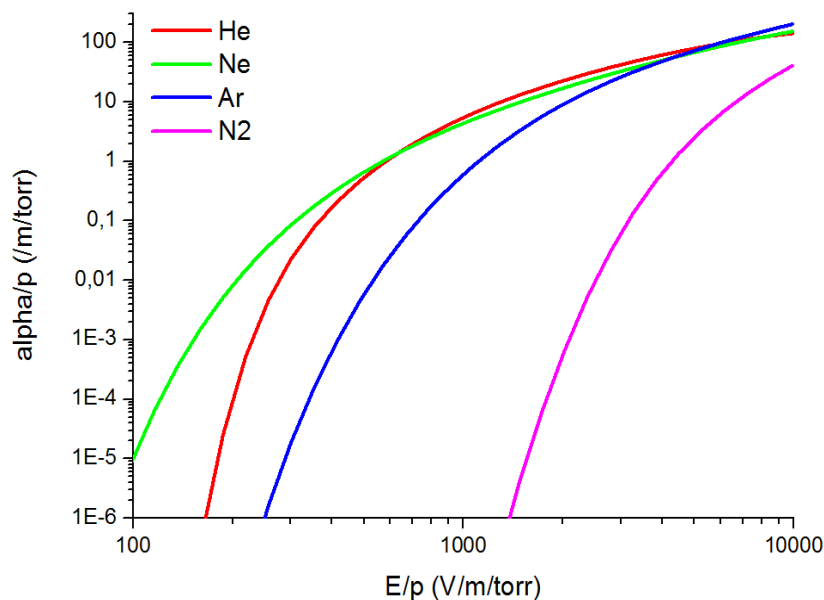


FIGURE A.11 – Coefficient d'ionisation à champ faible dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote.

Dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote, les courbes d'évolution du coefficient d'ionisation réduit en fonction du champ électrique réduit sont des fonctions croissantes pour des champs inférieurs à $20kV/m/Torr$. A très fort champ, l'ionisation par impact électronique diminue. C'est observable sur les courbes de l'hélium et du néon.

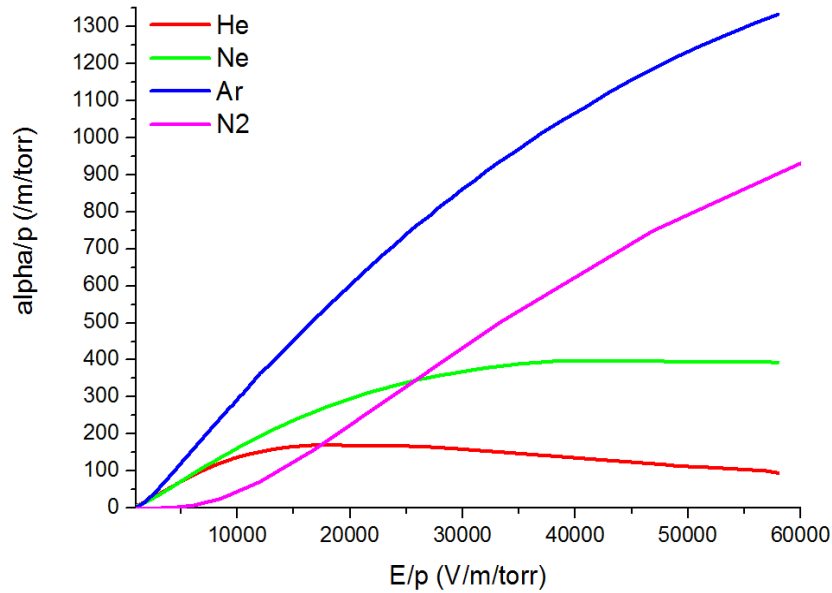


FIGURE A.12 – Coefficient d'ionisation à champ fort dans l'hélium, le néon, l'argon et le diazote.

Interpolation

Dans les gaz rares et le diazote, les coefficients d'ionisation réduits sont interpolés par des polynômes de la forme :

$$\frac{\alpha}{p} = \sum_{i=0}^8 c_i \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^i \quad (\text{A.6})$$

où les coefficients c_i sont donnés dans le tableau A.5.

Coef.	He	Ne	Ar	N2
c_0	-3,75836	-1,46219	-6,53155	-0,09577
c_1	0,00812	0,00254	0,00489	0,00113
c_2	2,79801E-6	4,80268E-6	6,76268E-6	-1,02321E-6
c_3	-3,76834E-10	-6,86573E-10	-7,20959E-10	2,49576E-10
c_4	2,11527E-14	5,33569E-14	4,08682E-14	-1,60412E-14
c_5	-6,48531E-19	-2,46883E-18	-1,33771E-18	5,2742E-19
c_6	1,12782E-23	6,68116E-23	2,51357E-23	-9,64719E-24
c_7	-1,04354E-28	-9,73109E-28	-2,51405E-28	9,29525E-29
c_8	3,99017E-34	5,88207E-33	1,03639E-33	-3,67109E-34
Domaine de champ	[450 :58000]	[370 :39000]	[730 :58000]	[130 :66000]

TABLE A.5 – Coefficients du polynôme d'interpolation du coefficient d'ionisation.

L'interpolation de la mobilité réduite ionique dans différents gaz est présentée sur les figures A.13, A.14, A.15 et A.16.

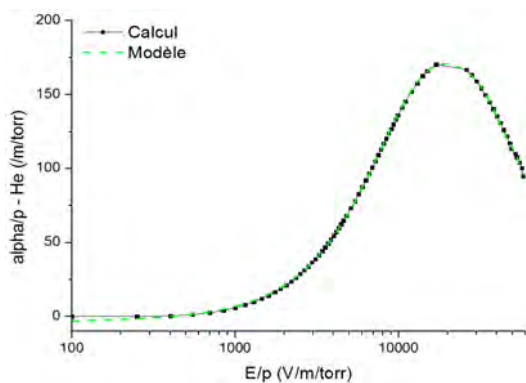


FIGURE A.13 – Coefficient d'ionisation réduit dans l'hélium en fonction du champ réduit.

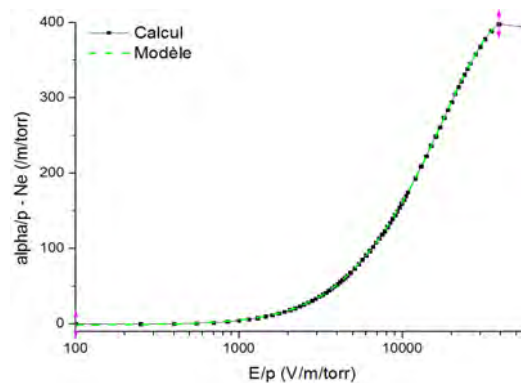


FIGURE A.14 – Coefficient d'ionisation réduit dans le néon en fonction du champ réduit.

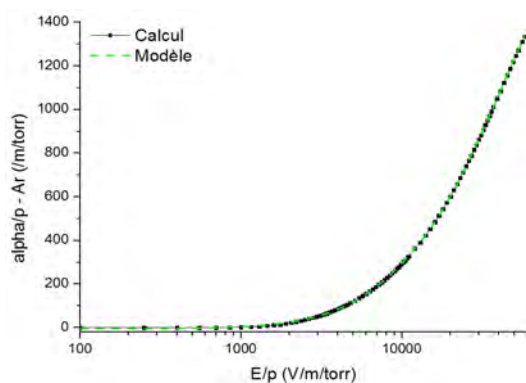


FIGURE A.15 – Coefficient d'ionisation réduit dans l'argon en fonction du champ réduit.

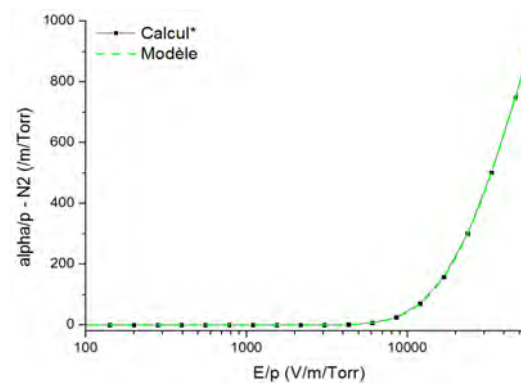


FIGURE A.16 – Coefficient d'ionisation réduit dans le diazote en fonction du champ réduit.

Influence de l'ajout d'azote

Le coefficient d'ionisation est modifié dans le cas où des impuretés sont présentes dans le gaz. Pour simplifier, la seule impureté ajoutée est le diazote et les gaz sont indépendants (pas d'interaction entre lourds). Le coefficient du diazote pur est représenté en violet, l'hélium pur en rouge, le néon en vert et l'argon en bleu. Les mélanges *gaz rare/diazote* sont représentés en gris et en points de la même couleur que le gaz rare considéré.

Pour l'hélium et le néon (figures A.17 et A.18), en augmentant le taux d'impuretés de diazote : (1) le coefficient d'ionisation augmente à bas champ jusqu'à une valeur limite représentée par la courbe grise. Le taux d'impuretés correspondant est de 0.2% pour l'hélium et de 0.5% pour le néon ; (2) un seuil critique correspondant à une ionisation quasi identique par rapport au gaz rare pur est ensuite atteint. La courbe associée est représentée par des points. Le taux de diazote correspondant est de 1.2% pour l'hélium et de 1.4% pour le néon ; (3) au delà de ce seuil critique, le coefficient d'ionisation diminue à bas champ et augmente à fort champ pour petit à petit se rapprocher de la caractéristique du diazote pur.

Dans l'argon, l'augmentation du taux d'impuretés de diazote déplace directement la caractéristique vers celle du diazote pur.

En comparant l'énergie d'ionisation de l'azote et d'un gaz rare, il est facilement remarquable que l'azote et le composé qui possède celle qui est la plus basse. Or, pour des champs réduits inférieurs à 20.000Torr.cm , les courbes d'ionisation montrent le contraire avec une courbe d'azote en-dessous des courbes des gaz rares. A bas champ, au lieu de ioniser l'azote ou le gaz rare,

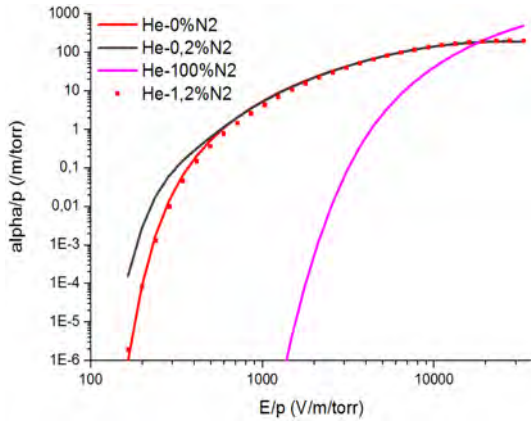


FIGURE A.17 – Coefficient d'ionisation total dans l'hélium avec ajout de diazote.

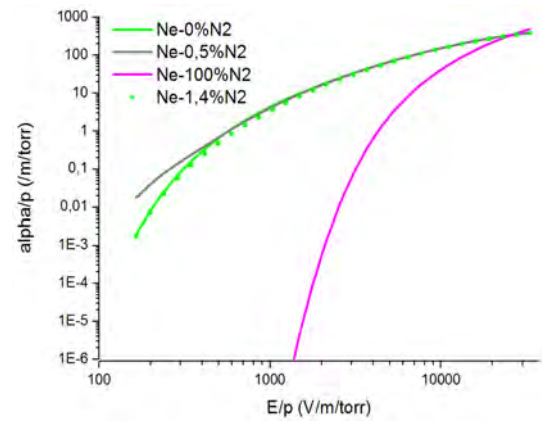


FIGURE A.18 – Coefficient d'ionisation total dans le néon avec ajout de diazote.

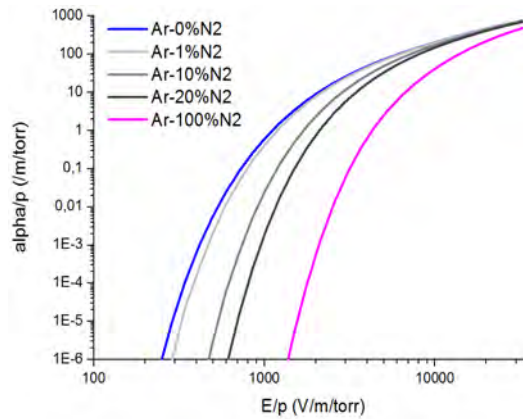


FIGURE A.19 – Coefficient d'ionisation total dans l'argon avec ajout de diazote.

une partie de l'énergie des électrons sert en fait à exciter les états vibrationnels de l'azote. Globalement, l'ionisation est donc moins efficace avec de l'azote dans le cas d'un champ faible.

Dans l'hélium et le néon, à très bas champ (quelques centaines de Volts par mètre) et pour des taux d'azote très faibles, c'est l'effet inverse. Des électrons à suffisamment basse énergie peuvent ioniser l'azote au lieu d'exciter ses états vibrationnels. Cela augmente donc le taux d'ionisation. Ce résultats est compatible avec l'article de F. Massines [63].

A.2.5 Équations standards

Cette partie présente des équations souvent utilisées par ailleurs pour décrire l'évolution des coefficients de transport. Elles n'ont pas été utilisées car la zone de champ couverte pour une seule équation est trop restreinte.

Mobilité ionique

A bas champ, toutes les mobilités ioniques présentent un plateau et par conséquent peuvent être considérées comme constantes.

A fort champ, la dépendance au champ est significative et peut être approximée par une fonction du module du champ électrique :

$$\mu \cdot p = A \sqrt{\frac{p}{|E|}} \quad (\text{A.7})$$

où A est une constante qui dépend du gaz considéré. Les valeurs de A sont données dans le tableau A.6.

$\mu.p$ (Torr.m ² /V/s)	He	Ne	Ar
Champ faible	0.860	0.340	0.128
Champ fort	$45\sqrt{\frac{p}{ E }}$	$18\sqrt{\frac{p}{ E }}$	$8.5\sqrt{\frac{p}{ E }}$

TABLE A.6 – Mobilités ioniques retenues pour le modèle

La mobilité peut être décrite par une fonction en deux parties mais les champs intermédiaires sont mal décrits avec une erreur sur la mobilité réduite de l'ordre de 10% par rapport aux valeurs calculées.

Coefficient d'ionisation

Le coefficient d'ionisation est une fonction du champ traditionnellement approximée par l'équation suivante :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-B \left[\frac{p}{|E|}\right]^\zeta\right) \quad (\text{A.8})$$

avec $\zeta = 1$ ou $\zeta = 0.5$ et A et B sont deux constantes qui dépendent du gaz choisi. Le tableau suivant regroupe les valeurs de ces coefficients.

gaz	$A(m^{-1}.torr^{-1})$	$B(V^\zeta.m^{-\zeta}.torr^{-\zeta})$	ζ	Légende
He	220	4600	1	Champ Fort
He	80	2600	1	Champ Faible
Ne	1020	180	0.5	Champ Fort
Ne	15	1500	1	Champ Faible
Ar	4000	300	0.5	Champ Fort
Ar	60	4500	1	Champ Faible

TABLE A.7 – Valeurs des constantes de l'équation de multiplication électronique pour chaque gaz rare

Avec cette fonction analytique, l'interpolation est bonne soit en champ fort, soit en champ faible. Il faut une fonction analytique en deux morceaux pour décrire tout le champ.

Annexe B

Du modèle 2D vers le modèle 0D

L'objectif de la construction du modèle à zéro dimension est de mieux comprendre l'origine de la filamentation dans les DBD grâce à un code plus rapide et plus facile à modifier. Pour conserver les grandeurs physiques essentielles dans les décharges, le point de départ choisi est le modèle fluide local se basant sur les équations de conservation des charges et sur l'équation de Poisson.

Ce chapitre annexe vise à préciser les passages du modèle fluide local à deux dimensions vers un modèle fluide intégral à zéro dimensions.

B.1 Du système réel au modèle

L'objet de la modélisation est la cellule de décharge et son alimentation électrique. Cette dernière inclut l'alimentation, les fils et les composants électroniques présents.

B.1.1 Circuit externe

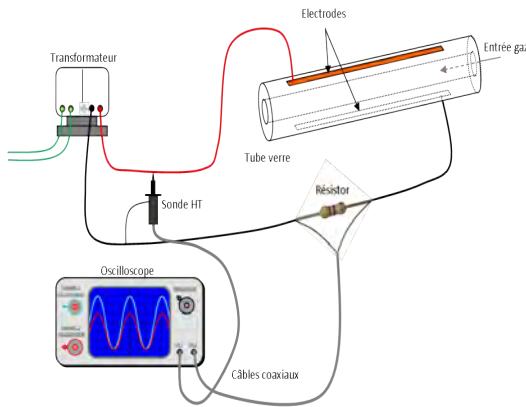


FIGURE B.1 – Dessin du dispositif et de la cellule de décharge 1D

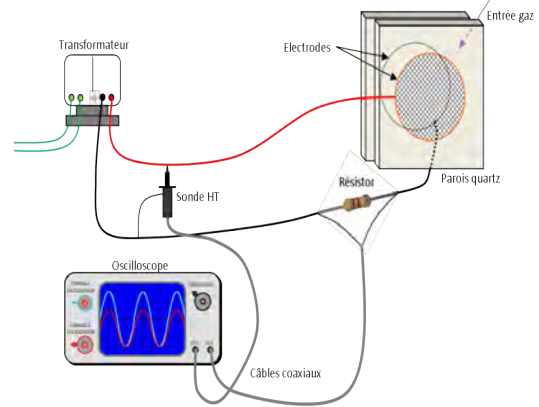


FIGURE B.2 – Dessin du dispositif et de la cellule de décharge 2D

Les deux figures représentent les cellules de décharge à une dimension et à deux dimensions ainsi que la partie électrique incluant l'alimentation et les moyens de mesure du courant et de la tension aux bornes de la cellule. Le passage de la réalité au modèle doit tenir compte de certaines hypothèses : (1) Les fils et les électrodes (surface S) sont considérés comme des conducteurs parfaits ; (2) Le secondaire du transformateur est considéré comme une source de tension idéale ; (3) Les diélectriques sont assimilés à des condensateurs ; (4) Le gaz est modélisé par un dipôle dont la caractéristique est précisée par la suite ; (5) Les appareils de mesure sont considérés comme d'impédance infinie ; (6) Les effets de propagation dans le circuit sont négligés (ARQS) car les fréquences maximales imposées sont autour de quelques dizaines de kilo Hertz.

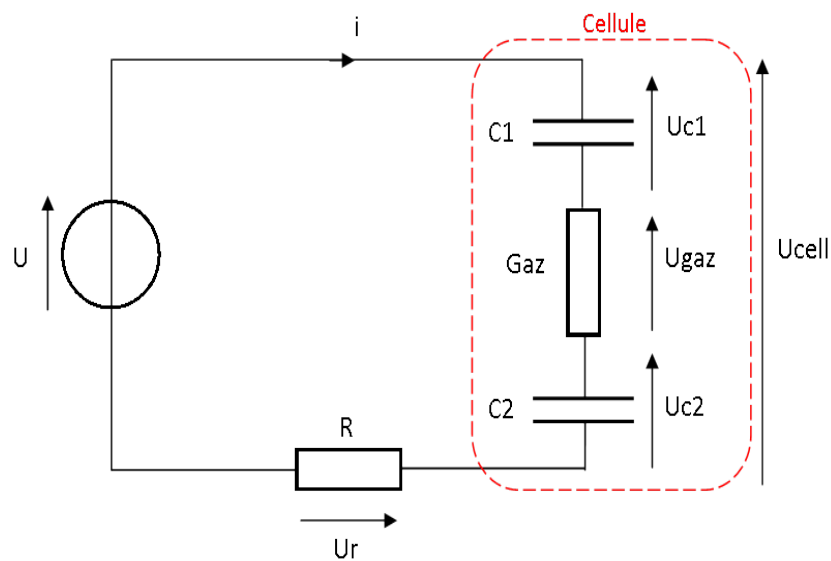


FIGURE B.3 – Schéma électrique équivalent du circuit électrique et de la cellule de décharge

B.1.2 Espace gazeux

Il existe deux régimes de décharge dans les DBD : le régime de Townsend et le régime lumineux. Le régime de décharge de Townsend est caractérisé par des densités ioniques et électroniques faibles avec $n_i \gg n_e$, et par un champ électrique quasi-uniforme et voisin du champ géométrique dans la direction transverse aux électrodes. Le régime de décharge de Townsend correspond à une gaine occupant tout l'espace inter-électrodes. Le régime de décharge lumineuse décrit figure B.5, possède des caractéristiques différentes. Les principales sont l'existence d'une zone de champ uniforme où existe un vrai plasma au sens $n_i = n_e$ et d'une gaine où le champ n'est pas uniforme avec $n_i \gg n_e$. Étant donné que les phénomènes physiques mis en jeu dans la gaine et le plasma sont différents, il est choisi de faire un modèle de chaque zone séparément, et de les coupler par la suite.

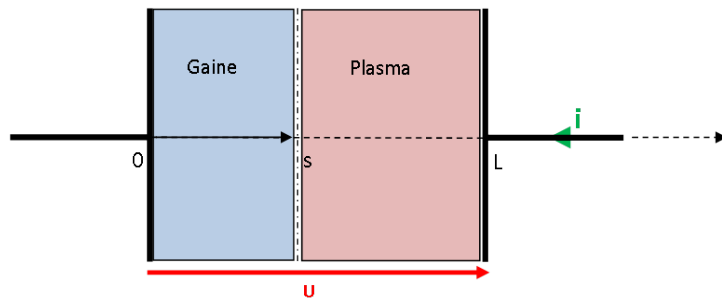


FIGURE B.4 – Schéma 1D des zones du gaz comprises entre deux électrodes. L et s sont des distances qui représentent respectivement la taille de l'espace gazeux et la taille de la gaine

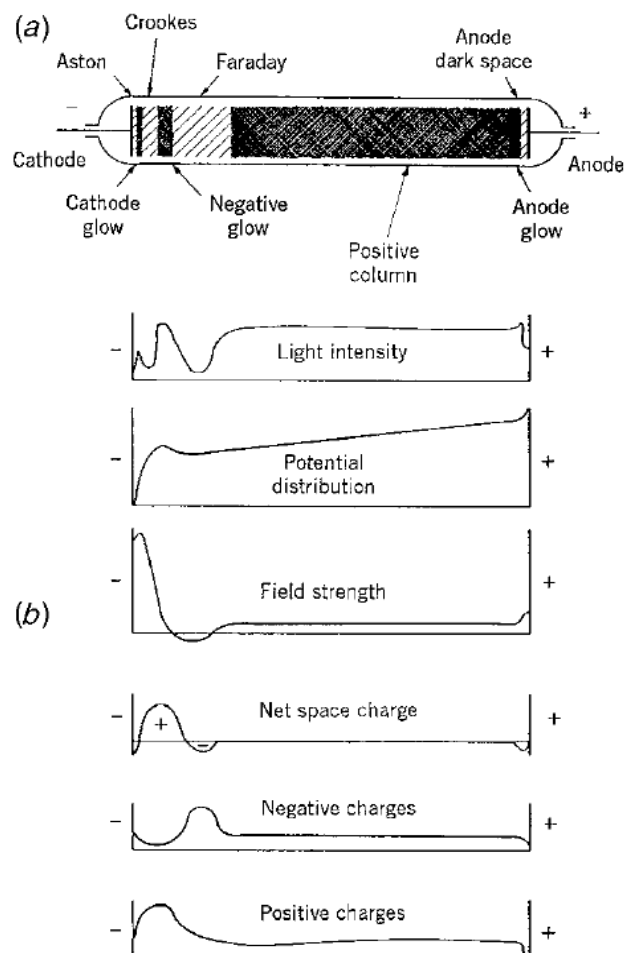


FIGURE B.5 – Description qualitative du régime de décharge lumineuse

Le raisonnement est fait avec $U_{gaz} > 0$. Avec les conventions choisies, cela induit une contraction de la gaine ionique sur la gauche de l'espace inter-électrodes et la formation d'un plasma sur la droite. Toutes les grandeurs décrivant le gaz sont invariantes suivant les plans orthogonaux aux électrodes.

B.1.3 Équations fondamentales

Toutes les équations ci-dessous sont exprimées de manière locale dans le temps et dans l'espace. Les grandeurs mises en jeu dans ces équations sont exprimées au point \mathbf{r} et à l'instant t .

- Continuité de la densité d'ions et d'électrons :

$$\partial_t n_{i,e}(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_{i,e}(\mathbf{r}, t) = \bar{S}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B.1})$$

où $n_{i,e}$ représente la densité volumique d'ions ou d'électrons. $\mathbf{\Gamma}_{i,e}$ représente le vecteur densité surfacique de flux et \bar{S} représente le taux de création-disparition de densité.

- Conservation de la charge électrique :

$$\partial_t \bar{\rho}(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{B.2})$$

où ρ représente la densité volumique de charge. \mathbf{J} représente le vecteur densité surfacique de flux de charge.

- Maxwell-Gauss :

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i(\mathbf{r}, t) - n_e(\mathbf{r}, t)) \quad (\text{B.3})$$

où \mathbf{E} représente le vecteur champ électrique.

- Champ - potentiel (induction négligée) :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla V(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B.4})$$

où V représente le potentiel scalaire associé au champ électrique.

B.2 Modèle de la gaine

B.2.1 Hypothèses

Pour mieux imaginer les processus physiques, les hypothèses proposées ici sont volontairement associées à des descriptions particulières et non en densités.

- Le gaz contient uniquement les espèces A , A^+ , et e^- où A est l'atome ou la molécule correspondant au gaz choisi parmi He, Ne, Ar, N₂.

- La répartition des ions et des électrons est uniforme. Les ions sont majoritaires tels que $n_i(t) \gg n_e(t)$.

- La flux de particules chargées est uniquement piloté par la dérive dans le champ électrique.

- Les particules arrivant aux limites du domaine sont perdues.

- L'impact des ions à la paroi génère des électrons. Cette émission de surface, qualifiée d'"émission secondaire", est caractérisée par le coefficient γ sans dimension. Il est choisi de prendre $\gamma = cte$.

- L'impact des électrons sur les atomes en volume crée des paires électrons/ions. Cette source est caractérisée par le coefficient de multiplication électronique α en m^{-1} . Le modèle 1D habituel utilisé pour l'ionisation dans les gaz rares est :

$$\alpha(x, t) = PA \exp \left(-B \sqrt{\frac{P}{|\bar{E}(x, t)|}} \right) \quad (\text{B.5})$$

A et B sont des coefficients dépendant du gaz et P est la pression dans le gaz. En réalité, cette fonction du champ et de la pression n'interpole pas correctement les données issues de l'équation de Boltzman. Une interpolation polynomiale d'ordre élevé sera donc effectuée (voir annexe A).

- La mobilité des ions dépend du champ $\mu_i \equiv \mu_i(|\bar{E}(x, t)|)$ et celle des électrons est prise constante $\mu_e = cte$ pour des raisons décrites en annexe A.

- Pas de recombinaison ions/électrons en volume.

- Pas de source extérieure de charges.

B.2.2 Équation sur les électrons

L'évolution de la densité des électrons est localement régie par une équation de continuité à une dimension :

$$\partial_t n_e(x, t) + \partial_x \bar{\Gamma}_e(x, t) = \nu_e(x, t) n_e(x, t) \quad (\text{B.6})$$

où $\nu_e(x, t)$ représente la fréquence d'ionisation avec $\nu_e(x, t) = \alpha(x, t) |\bar{v}_e(x, t)|$. Le terme source devient alors : $\nu_e(x, t) n_e(x, t) = \alpha(x, t) |\bar{v}_e(x, t)| n_e(x, t) = \alpha(x, t) |\bar{\Gamma}_e(x, t)|$.

Comme $\mu_e \gg \mu_i$, la réponse électronique est très rapide devant la réponse ionique ce qui permet de négliger le terme de gauche, non-stationnaire. L'équation à résoudre est la suivante :

$$\partial_u \bar{\Gamma}_e(u, t) = \alpha(u, t) |\bar{\Gamma}_e(u, t)| \quad (\text{B.7})$$

Si $\bar{\Gamma}_e(u, t) > 0$ alors $|\bar{\Gamma}_e(u, t)| = \bar{\Gamma}_e(u, t)$ et $\bar{\Gamma}_e(u, t) = \Gamma_e(u, t)$:

$$\partial_u \Gamma_e(u, t) = \alpha(u, t) \Gamma_e(u, t) \quad (\text{B.8})$$

Dans la suite du calcul et par convention, les bornes d'intégration sur u sont telles que $a < b$.

$$\int_a^b du \frac{\partial \Gamma_e(u, t)}{\partial u} = \int_a^b du \alpha(u, t) \Gamma_e(u, t) \quad (\text{B.9})$$

$$\int_a^b \frac{d\Gamma_e(u, t)}{\Gamma_e(u, t)} = \int_a^b du \alpha(u, t) \quad (\text{B.10})$$

$$[\ln |\Gamma_e(u, t)|]_a^b = \int_a^b du \alpha(u, t) \quad (\text{B.11})$$

$$\Gamma_e(b, t) = \Gamma_e(a, t) \exp \int_a^b du \alpha(u, t) \quad (\text{B.12})$$

Si $\bar{\Gamma}_e(u, t) < 0$ alors $|\bar{\Gamma}_e(u, t)| = \Gamma_e(u, t)$ et $\bar{\Gamma}_e(u, t) = -\Gamma_e(u, t)$ et l'équation devient :

$$\Gamma_e(a, t) = \Gamma_e(b, t) \exp \int_a^b du \alpha(u, t) \quad (\text{B.13})$$

Dans la suite, la grandeur s représente la taille de la gaine. Il s'agit d'une variable indispensable pour relier les champs et les densités d'ions dans la gaine. Deux cas sont remarquable :

- $s > L$, la taille de la gaine est fictive et sert seulement d'artifice de calcul. La gaine réelle occupe toute la largeur du gap.

- $s < L$, la taille de la gaine est réelle. la gaine est confinée entre les plans $x = 0$ et $x = s$.

B.2.3 Équations dans la gaine seule

Lorsque la taille de la gaine dépasse la taille de l'espace accessible au gaz, alors l'ensemble du gaz est décrit avec les hypothèses liées à une gaine seule.

Densité d'ions

L'intégration à une dimension de l'équation B.3 avec $\langle n_i(x, t) \rangle_L \equiv \langle n_i \rangle$ et $\langle n_i \rangle \gg \langle n_e \rangle$ donne :

$$\bar{E}(x, t) = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x - s(t)) \quad (\text{B.14})$$

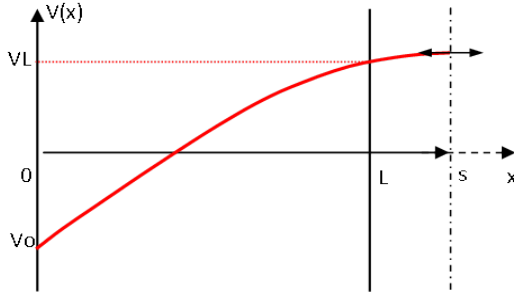


FIGURE B.6 - Potentiel pour $s > L$

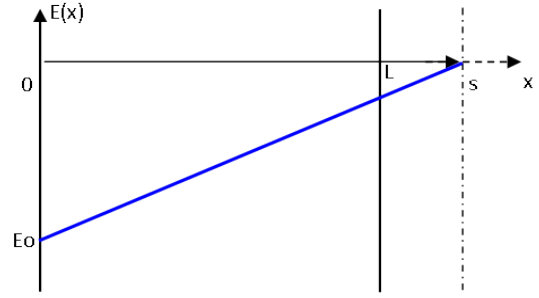


FIGURE B.7 - Champ électrique pour $s > L$

L'équation de continuité à une dimension pour les ions est intégrée sur le volume $V = L.S$:

$$S \int_0^L dx [\partial_t n_i(x, t) + \partial_x \bar{\Gamma}_i(x, t) = \bar{S}(x, t)] \quad (\text{B.15})$$

Comme L ne dépend pas du temps, l'intégrale et la dérivée du premier terme sont permutables. Le deuxième terme ne pose pas de problème et le terme source est donné par l'équation B.8. Dans la suite, et pour alléger les calculs, les dépendances temporelles sont implicites.

$$L d_t \langle n_i \rangle = \bar{\Gamma}_i(0) - \bar{\Gamma}_i(L) + \bar{\Gamma}_e(L) - \bar{\Gamma}_e(0) \quad (\text{B.16})$$

Le signe du champ et l'absence de diffusion imposent qu'aucun ion ne traverse la surface anodique donc $\bar{\Gamma}_i(L) = 0$. De plus, $\bar{\Gamma}_e(0) = -\gamma \bar{\Gamma}_i(0)$ et $\bar{\Gamma}_e(L) = -\gamma \bar{\Gamma}_i(0) \exp \int_0^L dx \alpha(x)$.

Soit $\exp \int_0^L dx \alpha(x) = M$ représentant la multiplication électronique. Dans le cas de l'hypothèse du "champ moyen" pour la multiplication électronique $\alpha(x, t) \equiv \alpha(t)$ soit $M_{cm} = \exp(\alpha.L)$.

$$L d_t \langle n_i \rangle = \bar{\Gamma}_i(0) [1 + \gamma(1 - M_{cm})] \quad (\text{B.17})$$

Avec :

$\bar{\Gamma}_i(0) = \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0)$ la densité de flux d'ions à la cathode.

$\langle \bar{E}(x) \rangle_L = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (L/2 - s) = \bar{E}(0) (1 - \frac{L}{2s})$ le champ moyen sur le domaine L .

Les variables pertinentes sont la densité d'ions moyenne et le champ électrique au voisinage de la cathode. Ce champ est légèrement surestimé car dans la réalité il diminue au bord comme illustré sur l'image B.5. Sa valeur pourra être remplacé par $\frac{\bar{E}(0) + \langle \bar{E}(x) \rangle_L}{2}$. Le champ moyen sert à calculer le coefficient de multiplication électronique α dans le cadre de l'hypothèse du champ moyen.

Champ électrique

En combinant l'équation de conservation du courant B.2 et l'équation de Poisson B.3 :

$$\partial_t [\epsilon_0 \partial_x \bar{E}(x)] + \partial_x \bar{J}(x) = 0 \quad (\text{B.18})$$

En permutant les dérivées temporelles et spatiales :

$$\partial_x [\epsilon_0 \partial_t \bar{E}(x) + \bar{J}(x)] = 0 \quad (\text{B.19})$$

$$\epsilon_0 \partial_t \bar{E}(x) + \bar{J}(x) = \bar{J}_{ext} \quad (\text{B.20})$$

Avec $\bar{J}(x) = e(\bar{\Gamma}_i(x) - \bar{\Gamma}_e(x))$ et $\bar{J}_{ext} = -\bar{i}/S$. Cette équation est vraie quel que soit x donc en $x = 0$:

$$\epsilon_0 d_t \bar{E}(0) = -e \bar{\Gamma}_i(0)(1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{S} \quad (\text{B.21})$$

Avec :

$$\bar{\Gamma}_i(0) = \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0)$$

Taille de la gaine

L'équation de poisson intégrée B.14 relie la densité ionique moyenne, le champ et la taille de la gaine. En prenant $x = 0$:

$$\bar{E}(0) = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle s \quad (\text{B.22})$$

soit,

$$s = -\frac{\epsilon_0 \bar{E}(0)}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.23})$$

B.2.4 Équations dans la gaine avec plasma

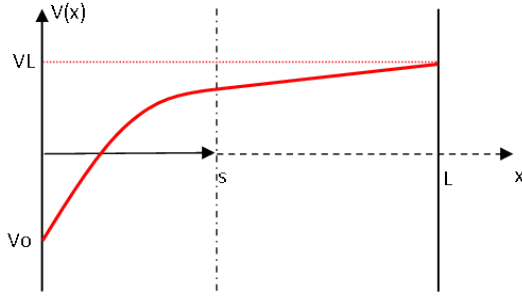
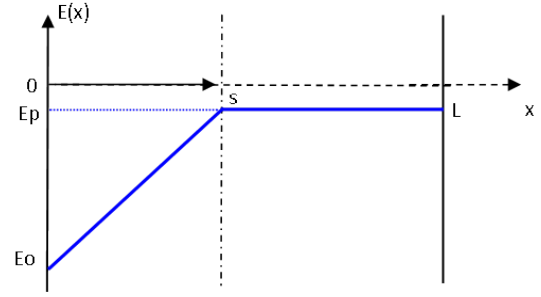
Densité d'ions

En présence d'un plasma, l'expression du champ dans la gaine n'est pas découplée du champ dans le plasma.

$$\bar{E}(x, t) = \frac{e}{\epsilon_0} n_i(t)(x - s(t)) + \bar{E}_p(t) \quad (\text{B.24})$$

L'équation de continuité à une dimension pour les ions est intégrée sur le volume $V = s.S$:

$$S \int_0^s dx [\partial_t n_i(x) + \partial_x \bar{\Gamma}_i(x) = \bar{S}(x)] \quad (\text{B.25})$$

FIGURE B.8 – Potentiel pour $s < L$ FIGURE B.9 – Champ électrique pour $s < L$

Comme s dépend du temps, il faut utiliser la formule générale des intégrales paramétriques pour traiter le premier terme. Ce qui donne :

$$\int_0^s dx \partial_t n_i(x) = d_t \int_0^s dx n_i(x) - n_i^*(s) d_t s \quad (\text{B.26})$$

avec,

$$\begin{cases} n_i^*(s) = n_i(s) & \text{si } d_t s < 0 \\ n_i^*(s) = n_p(s) & \text{si } d_t s > 0 \end{cases}$$

Cela que signifie que si la frontière est en mouvement, la densité à prendre en compte est celle du milieu vers lequel la gaine se propage. Par exemple, si la gaine s'agrandit en se déplaçant vers la droite, c'est la densité de plasma qui va jouer dans la modification de la densité de la gaine.

L'équation devient :

$$d_t(\langle n_i \rangle_s) = n_i^*(s, t) d_t s + \bar{\Gamma}_i(0) [1 + \gamma(1 - M_{cm})] - \bar{\Gamma}_i(s) \quad (\text{B.27})$$

avec $\bar{\Gamma}_i(s)$ qui représente la densité de flux d'ions échangés à l'interface gaine plasma lorsque la gaine ne se déplace pas.

En prenant les valeurs moyennes des densités d'ions dans la gaine et le plasma et en remarquant que $d_t(\langle n_i \rangle_s) = s d_t \langle n_i \rangle + \langle n_i \rangle d_t s$:

$$s d_t \langle n_i \rangle = \bar{\Gamma}_i^*(s) + \bar{\Gamma}_i(0) [1 + \gamma(1 - M_{cm})] - \bar{\Gamma}_i(s) \quad (\text{B.28})$$

avec,

$$\begin{cases} \bar{\Gamma}_i^*(s) = 0 & \text{si } d_t s < 0 \\ \bar{\Gamma}_i^*(s) = (\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle) d_t s & \text{si } d_t s > 0 \end{cases}$$

et $M_{cm} = \exp(\alpha \cdot s)$.

Physiquement, cela signifie qu'une contraction de la gaine ne va pas jouer sur la densité d'ions dans la gaine. Par contre, une expansion de la gaine joue sur la densité d'ions dans la gaine selon la valeur relative de $\langle n_p \rangle$ et $\langle n_i \rangle$.

L'ensemble des autres grandeurs ont été définies dans la partie décrivant la gaine seule.

Le champ moyen s'exprime par :

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_s = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s}{2} + \langle \bar{E}_p \rangle = \frac{\bar{E}(0) + \langle \bar{E}_p \rangle}{2}$$

Champ électrique

L'équation du champ est identique à la partie précédente.

$$\epsilon_0 d_t \bar{E}(0) = -e \bar{\Gamma}_i(0)(1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{S} \quad (\text{B.29})$$

Taille de la gaine

L'équation de poisson intégrée B.24 relie la densité ionique moyenne de la gaine, du plasma, le champ et la taille de la gaine. En prenant $x = 0$:

$$\bar{E}(0) = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle s + \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.30})$$

soit,

$$s = -\frac{\epsilon_0 \bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.31})$$

B.3 Modèle du plasma

B.3.1 Hypothèses

- Le plasma contient uniquement les espèces A , A^+ , et e^- où A est l'atome ou la molécule correspondant au gaz choisi.
- Le plasma de densité $n_p(x, t)$ est électriquement neutre $n_e(x, t) \approx n_i(x, t)$.
- Les particules arrivant aux limites du domaine sont perdues.
- Les flux de particules suivent une loi de type dérive diffusion.
- L'impact des électrons sur les atomes en volume crée des paires électrons/ions. Cette source est caractérisée par le coefficient α en m^{-1} . Le modèle 1D utilisé est le même que précédemment.
- Les mobilités des ions et des électrons sont choisies identiques à celles de la gaine.
- La recombinaison des ions/électrons en volume n'est pas prise en compte ($r=0$) mais le modèle de recombinaison est tout de même explicité pour éventuellement voir son effet à postériori.
- Pas de source de charges extérieure.

B.3.2 Équations dans le plasma

Densité de plasma

L'équation de continuité à une dimension pour les ions du plasma est :

$$\partial_t n_p(x) + \partial_x \bar{\Gamma}_p(x) = \bar{S}(x) \quad (\text{B.32})$$

avec $S(x) = \alpha(x) |\bar{\Gamma}_e(x)| - r n_p^2(x)$

En développant le même calcul que précédemment du point de vue du plasma, l'équation de continuité intégrée de s à L devient :

$$(L - s) d_t \langle n_p \rangle = \bar{\Gamma}_p^*(s) + \bar{\Gamma}_p(s) - \bar{\Gamma}_p(L) + (L - s) [\langle \nu_p \rangle_{cm} - r \langle n_p \rangle] \langle n_p \rangle \quad (\text{B.33})$$

avec $\langle \nu_p \rangle_{cm}$ la fréquence d'ionisation dans l'approximation du champ moyen telle que $\langle \nu_p \rangle_{cm} = \alpha_{cm} \mu_{e,p} |\langle \bar{E}_p \rangle|$, r une constante, et,

$$\left| \begin{array}{l} \bar{\Gamma}_p^*(s) = (\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle) d_t s \quad \text{si } d_t s < 0 \\ = 0 \quad \text{si } d_t s > 0 \end{array} \right.$$

Champ électrique

$$\epsilon_0 \partial_t \bar{E}_p(x) = -e(\mu_i + \mu_e) \bar{E}_p(x) n_p(x) - \frac{\bar{i}}{S} \quad (\text{B.34})$$

Si on suppose les variables densité et champ égales à leurs valeurs moyennes :

$$\epsilon_0 d_t \langle \bar{E}_p \rangle = -e(\mu_i + \mu_e) \langle \bar{E}_p \rangle \langle n_p \rangle - \frac{\bar{i}}{S} \quad (\text{B.35})$$

B.3.3 Expression des densités de flux

Diffusion ambipolaire du plasma

Les densités de flux liées au mouvement de la gaine et à la multiplication dans celle-ci ont été explicitées. Par contre, les flux de dérive et de diffusion aux bords des domaines n'ont pas encore été donnés.

La densité de flux de particules chargées dans un champ électrique avec diffusion est donnée par :

$$\bar{\Gamma}_{i,e}(x) = \pm \mu_{i,e} n_{i,e}(x) \bar{E}_p(x) - D_{i,e} \frac{\partial n_{i,e}(x)}{\partial x} \quad (\text{B.36})$$

où \bar{E}_p le champ électrique dans le plasma, $D_{i,e}$ le coefficient de diffusion des particules défini par : $D_{i,e} = \mu_{i,e} k_B T_{i,e} / e$.

Sous l'hypothèse d'une diffusion ambipolaire du plasma, les flux d'ions et d'électrons sont identiques et l'équation $\bar{\Gamma}_i(x) = \bar{\Gamma}_e(x)$ permet d'obtenir l'expression du champ ambipolaire dans le plasma :

$$\bar{E}_{p,amb}(x) = \frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{1}{n_{i,e}(x)} \partial_x n_{i,e}(x) \quad (\text{B.37})$$

Ce champ électrique est injecté dans l'équation du flux B.36 :

$$\bar{\Gamma}_{i,e}(x) = \bar{\Gamma}_{p,diff}(x) = -D_a \partial_x n_{i,e}(x) \quad (\text{B.38})$$

où D_a représente le coefficient de diffusion ambipolaire défini par $D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_i + \mu_e}$. Il est le même pour les électrons et les ions car il représente la diffusion du plasma dans sa globalité.

Les pertes par diffusion ambipolaire du plasma sont effective à l'anode ($x = L$) et à la frontière gaine/plasma.

Le terme de perte total est donné par l'approximation suivante :

$$\Gamma_{p,diff} = -\frac{D_a}{L-s} \langle n_p \rangle \quad (\text{B.39})$$

où $L - s$ est la taille caractéristique du plasma. Cette approximation est sans doute discutable mais nécessaire pour construire le modèle 0D. Elle reste tout de même en accord avec les connaissances actuelles sur les décharges en disant que les pertes par diffusion ambipolaire sont d'autant plus importantes que la densité de plasma est grande ou que la taille caractéristique du plasma est petite.

Ces pertes sont réparties entre l'anode et la frontière plasma/gaine. Soit χ tel que $0 < \chi < 1$ la fraction de pertes vers la gaine.

$$\Gamma_{p,diff} = \chi\Gamma_{p,diff}(s) + (1 - \chi)\Gamma_{p,diff}(L) \quad (\text{B.40})$$

Donc côté gaine on a :

$$\bar{\Gamma}_{p,diff}(s) = \chi\Gamma_{p,diff}(s) \quad (\text{B.41})$$

et côté anode :

$$\bar{\Gamma}_{p,diff}(L) = -(1 - \chi)\Gamma_{p,diff}(L) \quad (\text{B.42})$$

Dérive

La diffusion ambipolaire est la manifestation d'un champ appliqué à un milieu de type plasma. En ce sens, le terme de diffusion ambipolaire contient le champ appliqué. Cependant, pour pouvoir décrire un passage des ions du plasma vers la gaine même lorsque le terme de diffusion ambipolaire est faible (par exemple lorsque la décharge s'éteint), il est ajouté artificiellement un terme de dérive supplémentaire défini par :

$$\bar{\Gamma}_{p,deriv}(s) = \mu_i \langle n_p \rangle \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.43})$$

Bilan

Toutes les densités de flux sont maintenant déterminées :

$$\bar{\Gamma}_p(L) = -(1 - \chi)\Gamma_{p,diff}(L) \quad (\text{B.44})$$

$$\bar{\Gamma}_p(s) = \bar{\Gamma}_{p,deriv}(s) + \bar{\Gamma}_{p,diff}(s) = \bar{\Gamma}_i(s) \quad (\text{B.45})$$

Les deux équations des champs restent couplées par le courant extérieur \bar{i} . Comme ce courant provient d'une source de tension, il faut ajouter les équations liées au circuit extérieur. Ceci est l'objet de la partie qui suit.

B.4 Circuit extérieur

Les équations différentielles en temps précédentes sont couplées à l'extérieur via le courant et la tension. Il manque une équation pour fermer le système. Deux cas de figure vont être considérés.

B.4.1 Hypothèses

Le circuit extérieur est modélisé par une source de tension idéale et un conducteur ohmique idéal. La prise en compte de l'effet des diélectriques se modélise par l'ajout d'une capacité en série. \bar{U} correspond à la seule grandeur contrôlable en considérant R fixe et la capacité des diélectriques C fixe.

Les figures B.10 et B.11 représentent respectivement les schémas électriques équivalents d'une décharge DC et d'une DBD.

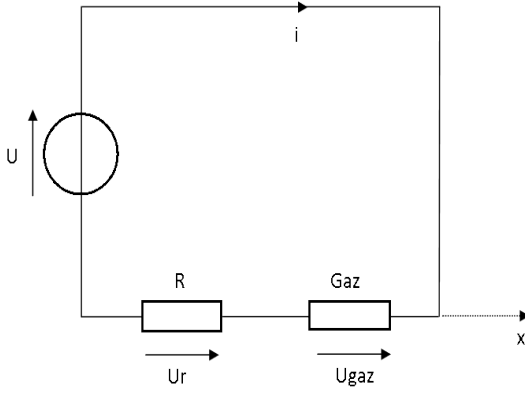


FIGURE B.10 – Circuit résistif : Décharge DC

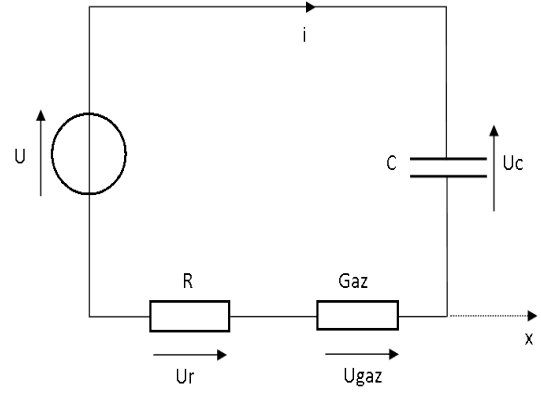


FIGURE B.11 – Circuit résisto-capacitif : DBD

Dans le cas du circuit résisto-capacitif, les deux condensateurs correspondant aux diélectriques placés de part et d'autre du gaz ont été regroupés en un seul. Dans ce cas, il ne faut pas oublier de multiplier l'épaisseur du diélectrique par deux.

B.4.2 Circuit résistif

La loi des mailles appliquée au circuit donne :

$$\bar{U} = \bar{U}_r + \bar{U}_{gaz} \quad (\text{B.46})$$

$$\bar{i} = \frac{\bar{U} - \bar{U}_{gaz}}{R} \quad (\text{B.47})$$

Dans ce cas, le courant est une fonction des variables descriptives. Il est calculable directement.

B.4.3 Circuit résisto-capacitif

La loi des mailles appliquée au circuit donne :

$$\bar{U} = \bar{U}_r + \bar{U}_c + \bar{U}_{gaz} \quad (\text{B.48})$$

$$\bar{U} = R\bar{i} + \frac{1}{C} \int dt \bar{i} + \bar{U}_{gaz} \quad (\text{B.49})$$

En prenant la dérivée temporelle de l'ensemble,

$$d_t \bar{i} = -\frac{\bar{i}}{RC} + \frac{1}{R} d_t (\bar{U} - \bar{U}_{gaz}) \quad (\text{B.50})$$

Dans ce cas, le courant devient une variable descriptive dont l'évolution est décrite par une équation différentielle en temps supplémentaire.

B.4.4 Tension gaz

La tension gaz et sa dérivée en temps doivent être explicitées en fonction des variables descriptives.

Forme directe (cas résistif, DC)

La tension gaz est la somme des tensions dans le plasma et dans la gaine. Ces dernières sont ensuite explicitées en fonction des densités et des champs.

$$\bar{U}_{gaz} = \bar{U}_{gaine} + \bar{U}_{plasma} \quad (\text{B.51})$$

$$\bar{U}_{gaz} = - \int_0^s dx \bar{E}_{gaine} - \int_s^L dx \bar{E}_{plasma} \quad (\text{B.52})$$

L'expression du champ dans la gaine dépend de la valeur de s comparée à L .

Pour $s > L$:

$$\bar{U}_{gaz} = - \int_0^L dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x - s) \right] \quad (\text{B.53})$$

$$\bar{U}_{gaz} = - \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \int_0^L dx (x - s) \quad (\text{B.54})$$

$$\bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \left[Ls - \frac{L^2}{2} \right] \quad (\text{B.55})$$

Pour $s < L$:

$$\bar{U}_{gaz} = - \int_0^s dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x - s) + \langle E_p \rangle \right] - \langle \bar{E}_p \rangle \int_s^L dx \quad (\text{B.56})$$

$$\bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s^2}{2} - \langle \bar{E}_p \rangle L \quad (\text{B.57})$$

Forme dérivée (cas résisto-capacitif, DBD)

Dans le circuit résisto-capacitif, c'est la dérivée de la tension gaz qui importe.

Pour $s > L$:

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle L d_t s + \frac{e}{\epsilon_0} (Ls - L^2/2) d_t \langle n_i \rangle \quad (\text{B.58})$$

En utilisant l'expression de s donnée par B.23,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[\frac{L \bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle} + \frac{e}{\epsilon_0} ((Ls - L^2/2)) \right] d_t \langle n_i \rangle - L d_t \bar{E}(0) \quad (\text{B.59})$$

Pour $s < L$:

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle s d_t s + \frac{e s^2}{2 \epsilon_0} d_t \langle n_i \rangle - L d_t \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.60})$$

En utilisant l'expression de s donnée par B.31,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[\frac{s(\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle)}{\langle n_i \rangle} + \frac{e s^2}{2 \epsilon_0} \right] d_t \langle n_i \rangle - s d_t \bar{E}(0) + (s - L) d_t \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.61})$$

B.5 Expressions générales

Il a été supposé dès le début, pour simplifier, le cas d'une gaine se contractant sur le côté gauche. Ceci est associé à un champ électrique négatif et à une tension gaz positive. Or, dans les DBD, qu'elle soit en courant ou en tension, la contrainte imposée par le circuit extérieur est alternative. Il est donc nécessaire d'inclure dans le modèle cette éventualité.

B.5.1 Gestion du signe

Champ électrique

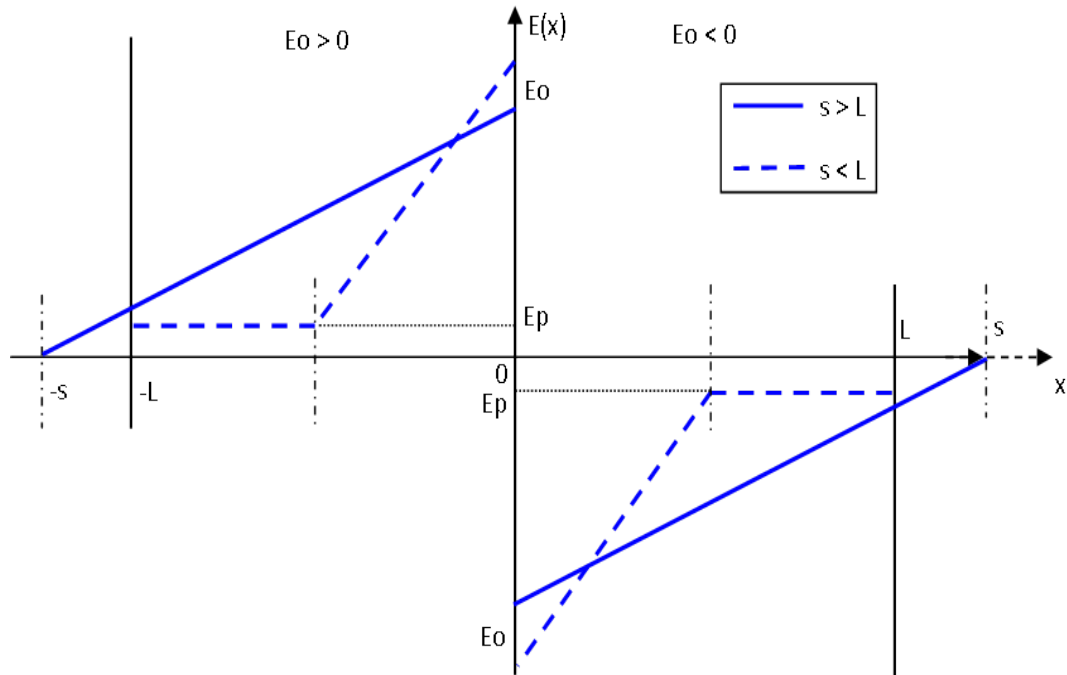


FIGURE B.12 – Forme du champ électrique dans le cas d'une contrainte en tension positive en bas à droite (cas pris par défaut dans l'étude précédente) et négative en haut à gauche

L'équation du champ devient :

$$\bar{E}(x) = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x \pm s) \quad (\text{B.62})$$

Ce schéma constitue une proposition pour résoudre la difficulté associée au changement de signe de la contrainte. Il existe certainement d'autres possibilités qui auraient la même finalité.

L'idée est de gérer le changement de signe dans l'espace des positions à valeurs négatives sans changer l'orientation de l'axe. Dans cette représentation, il est choisi de garder la qualité primaire de s et L à savoir d'être la taille de la gaine et la taille de l'espace inter-électrode. Ces deux grandeurs sont donc positives. Dans la suite, pour mettre en évidence où se font les changements de signe, les expressions déjà obtenues seront réécrites.

Densités d'ions dans la gaine et le plasma

Aux instants tc où le champ en $x = 0$ change de signe, il est proposé de garder la valeur des densités précédent le changement telles qu'à $t = tc$:

$$-s > L \left| \begin{array}{l} \langle n_i \rangle \leq \langle n_i \rangle \\ \langle n_p \rangle \leq 0 \end{array} \right.$$

$$-s < L \left| \begin{array}{l} \langle n_i \rangle <= \langle n_i \rangle \\ \langle n_p \rangle <= \langle n_p \rangle \end{array} \right.$$

B.5.2 Gaine seule

Ions

$$- \bar{E}(0) < 0 :$$

$$S \int_0^L dx [\partial_t n_i(x, t) + \partial_x \bar{\Gamma}_i(x, t) = \bar{S}(x, t)] \quad (\text{B.63})$$

$$L d_t \langle n_i \rangle = \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0) [1 + \gamma(1 - M_{cm})] \quad (\text{B.64})$$

$$- \bar{E}(0) > 0 :$$

$$S \int_{-L}^0 dx [\partial_t n_i(x, t) + \partial_x \bar{\Gamma}_i(x, t) = \bar{S}(x, t)] \quad (\text{B.65})$$

$$L d_t \langle n_i \rangle = -\langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0) [1 + \gamma(1 - M_{cm})] \quad (\text{B.66})$$

Les deux équations B.64 et B.66 sont identiques et ne dépendent pas du signe du champ. Ceci est physiquement compréhensible avec l'isotropie des termes de transport et des termes sources. En les regroupant pour en faire une seule, on obtient :

$$L d_t \langle n_i \rangle = -\langle n_i \rangle \mu_i |\bar{E}(0)| [1 + \gamma(1 - M_{cm})] \quad (\text{B.67})$$

Champ électrique

L'équation d'évolution du champ électrique n'est pas modifiée.

$$d_t \bar{E}(0) = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0) (1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{\epsilon_0 S} \quad (\text{B.68})$$

Le champ moyen dans la gaine change de signe :

$$- \bar{E}(0) < 0 :$$

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_L = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (L/2 - s) = \bar{E}(0) (1 - \frac{L}{2s}) \quad (\text{B.69})$$

$$- \bar{E}(0) > 0 :$$

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_L = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (L/2 - s) = \bar{E}(0) (1 - \frac{L}{2s}) \quad (\text{B.70})$$

Taille de la gaine

Comme la taille de la gaine notée s doit rester positive (par choix) alors elle ne doit pas changer :

$$s = \frac{\epsilon_0 |\bar{E}(0)|}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.71})$$

Tension gaz

La tension gaz change de signe.

- $\bar{E}(0) < 0$:

$$\bar{U}_{gaz} = - \int_0^L dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x - s) \right] \quad (\text{B.72})$$

$$\bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \left[Ls - \frac{L^2}{2} \right] \quad (\text{B.73})$$

- $\bar{E}(0) > 0$:

$$\bar{U}_{gaz} = - \int_{-L}^0 dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x + s) \right] \quad (\text{B.74})$$

$$\bar{U}_{gaz} = - \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \left[Ls - \frac{L^2}{2} \right] \quad (\text{B.75})$$

Dérivée tension gaz

La tension gaz change de signe. Le signe est opposé seulement sur les termes ne faisant pas apparaître de champ.

- $\bar{E}(0) < 0$:

$$s = - \frac{\epsilon_0 \bar{E}(0)}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.76})$$

$$d_t s = - \frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{-\bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle^2} d_t \langle n_i \rangle + \frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \bar{E}(0) \right] \quad (\text{B.77})$$

d'où,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[L \frac{\bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle} + \frac{e}{\epsilon_0} ((Ls - L^2/2)) \right] d_t \langle n_i \rangle - L d_t \bar{E}(0) \quad (\text{B.78})$$

- $\bar{E}(0) > 0$:

$$s = \frac{\epsilon_0 \bar{E}(0)}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.79})$$

$$d_t s = \frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{-\bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle^2} d_t \langle n_i \rangle + \frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \bar{E}(0) \right] \quad (\text{B.80})$$

d'où,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[L \frac{\bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle} - \frac{e}{\epsilon_0} ((Ls - L^2/2)) \right] d_t \langle n_i \rangle - L d_t \bar{E}(0) \quad (\text{B.81})$$

B.5.3 Gaine avec plasma

Ions

Comme précédemment, en intégrant de $-s$ à 0 pour le cas $\bar{E}(0) > 0$, les deux équations obtenues sont identiques et ne dépendent pas du signe du champ. Cela donne l'équation :

$$s d_t \langle n_i \rangle = \bar{\Gamma}_i^*(s) - \langle n_i \rangle \mu_i |\bar{E}(0)| [1 + \gamma(1 - M_{cm})] + \mu_i \langle n_p \rangle |\bar{E}_p| + \chi \frac{D_a}{L - s} \langle n_p \rangle \quad (\text{B.82})$$

avec,

$$\left| \begin{array}{ll} \bar{\Gamma}_i^*(s) & = 0 & \text{si } d_t s < 0 \\ & = (\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle) d_t s & \text{si } d_t s > 0 \end{array} \right.$$

et $d_t s$ donné par l'équation B.92.

Champ électrique

Rien ne change pour l'équation d'évolution du champ électrique.

$$d_t \bar{E}(0) = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0) (1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{\epsilon_0 S} \quad (\text{B.83})$$

Le champ moyen dans la gaine change de signe :

- $\bar{E}(0) < 0$:

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_s = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s}{2} + \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.84})$$

- $\bar{E}(0) > 0$:

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_s = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s}{2} + \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.85})$$

Taille de la gaine

La taille de la gaine ne change pas de signe.

$$s = \frac{\epsilon_0 |\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle|}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.86})$$

Tension gaz

La tension gaz change de signe.

- $\bar{E}(0) < 0$:

$$\bar{U}_{gaz} = -\int_0^s dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x - s) + \langle E_p \rangle \right] - \langle \bar{E}_p \rangle \int_s^L dx \quad (\text{B.87})$$

$$\bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s^2}{2} - \langle \bar{E}_p \rangle L \quad (\text{B.88})$$

- $\bar{E}(0) > 0$:

$$\bar{U}_{gaz} = -\int_{-s}^0 dx \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (x + s) + \langle E_p \rangle \right] - \langle \bar{E}_p \rangle \int_s^L dx \quad (\text{B.89})$$

$$\bar{U}_{gaz} = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s^2}{2} - \langle \bar{E}_p \rangle L \quad (\text{B.90})$$

Dérivée tension gaz

La tension gaz change de signe. Le signe est opposé seulement sur les termes ne faisant pas apparaître de champ.

- $\bar{E}(0) < 0$:

$$s = -\frac{\epsilon_0 \bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.91})$$

$$d_t s = -\frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \bar{E}(0) - \frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \langle \bar{E}_p \rangle - \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle^2} d_t \langle n_i \rangle \right] \quad (\text{B.92})$$

d'où,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[s \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle} + \frac{es^2}{2\epsilon_0} \right] d_t \langle n_i \rangle - s d_t \bar{E}(0) + (s - L) d_t \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.93})$$

- $\bar{E}(0) > 0$:

$$s = \frac{\epsilon_0 \bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{e \langle n_i \rangle} \quad (\text{B.94})$$

$$d_t s = \frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \bar{E}(0) - \frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \langle \bar{E}_p \rangle - \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle^2} d_t \langle n_i \rangle \right] \quad (\text{B.95})$$

d'où,

$$d_t \bar{U}_{gaz} = \left[s \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle} - \frac{e s^2}{2 \epsilon_0} \right] d_t \langle n_i \rangle - s d_t \bar{E}(0) + (s - L) d_t \langle \bar{E}_p \rangle \quad (\text{B.96})$$

B.5.4 Plasma

Ions

Comme précédemment, en intégrant de $-L$ à $-s$ pour le cas $\bar{E}(0) > 0$, les deux équations obtenues sont identiques et ne dépendent pas du signe du champ. Cela donne l'équation :

$$(L - s) d_t \langle n_p \rangle = \bar{\Gamma}_i^*(s) + (L - s) [\langle \nu_p \rangle_{cm} - r \langle n_p \rangle] \langle n_p \rangle - \mu_i \langle n_p \rangle |\bar{E}_p| - \frac{D_a}{L - s} \langle n_p \rangle \quad (\text{B.97})$$

avec,

$$\left| \begin{array}{ll} \bar{\Gamma}_i^*(s) &= (\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle) d_t s \quad \text{si } d_t s < 0 \\ &= 0 \quad \text{si } d_t s > 0 \end{array} \right.$$

et $\langle \nu_p \rangle_{cm} = \alpha_{cm} \mu_e |\langle \bar{E}_p \rangle|$ et $d_t s$ donné par l'équation B.92.

Champ électrique

Rien ne change pour l'équation d'évolution du champ électrique.

$$d_t \langle \bar{E}_p \rangle = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_p \rangle (\mu_i + \mu_e) \langle \bar{E}_p \rangle - \frac{\dot{i}}{\epsilon_0 S} \quad (\text{B.98})$$

B.5.5 Modes de fonctionnement et fonction de Heaviside

A présent, il est facilement remarquable qu'il existe trois critères qui permettent de sélectionner les équations à utiliser. Les critères sont : le signe du champ électrique, la taille de la gaine comparée à la taille de l'espace inter-électrodes, et le sens de déplacement de la gaine.

Pour l'obtention d'un système couplé d'équations d'évolution unique, les fonctions de type Heaviside suivantes sont introduites :

$$\left| \begin{array}{lll} \text{Signe champ} & H_{E_o} & | \quad H_{E_o}(E(0) < 0) = 1 \quad H_{E_o}(E(0) > 0) = -1 \\ \text{Taille gaine} & H_s & | \quad H_s(s > L) = 0 \quad H_s(s < L) = 1 \\ \text{Déplacement gaine} & H_{ds} & | \quad H_{ds}(d_t s < 0) = 0 \quad H_{ds}(d_t s > 0) = 1 \end{array} \right.$$

B.5.6 Bilan

Les équations portant sur la gaine sont toujours valables. Celles portant sur le plasma sont valables seulement lorsque le plasma existe à savoir quand $s < L$. Sinon, la densité et le champ dans le plasma sont pris égaux à zéro. Les relations impliquant la taille de la gaine et la tension gaz sont elles aussi toujours valables.

Ions dans la gaine

$$\begin{aligned}
[(1 - H_s)L + H_s s]d_t \langle n_i \rangle &= -|\bar{\Gamma}_i(0)| [1 + \gamma(1 - M_{cm})] + \bar{\Gamma}_i^*(s) + |\bar{\Gamma}_{p,deriv}(s)| + |\bar{\Gamma}_{p,diff}(s)| \\
[(1 - H_s)L + H_s s]d_t \langle n_i \rangle &= -\langle n_i \rangle \mu_i |\bar{E}(0)| [1 + \gamma(1 - M_{cm})] + [\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle] d_t s H_{ds} H_s \\
&+ \left[\mu_{i,p} |\bar{E}_p| + \chi \frac{D_a}{L - s} \right] \langle n_p \rangle H_s
\end{aligned} \tag{B.99}$$

Champ dans la gaine

$$\begin{aligned}
d_t \bar{E}(0) &= -\frac{e}{\epsilon_0} \bar{\Gamma}_i(0)(1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{\epsilon_0 S} \\
d_t \bar{E}(0) &= -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \mu_i \bar{E}(0)(1 + \gamma) - \frac{\bar{i}}{\epsilon_0 S}
\end{aligned} \tag{B.100}$$

Champ moyen dans la gaine :

$$\langle \bar{E}(x) \rangle_s = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle (L/2 - s) H_{E_0} (1 - H_s) + \left[-\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s}{2} \cdot H_{E_0} + \langle \bar{E}_p \rangle \right] H_s \tag{B.101}$$

Ions dans le plasma

Les variables champ et densité plasma sont prise nulles lorsque $s > L$.

$$(L - s)d_t \langle n_p \rangle = (L - s)\langle n_p \rangle [\langle \nu_p \rangle_{cm} - r \langle n_p \rangle] + \bar{\Gamma}_p^*(s) - |\bar{\Gamma}_{p,deriv}(s)| - |\bar{\Gamma}_{p,diff}(s)| - |\bar{\Gamma}_{p,diff}(L)|$$

$$\begin{aligned}
(L - s)d_t \langle n_p \rangle &= (L - s)\langle n_p \rangle [\langle \nu_p \rangle_{cm} - r \langle n_p \rangle] + [\langle n_p \rangle - \langle n_i \rangle] d_t s (1 - H_{ds}) H_s \\
&- \left[\mu_{i,p} |\bar{E}_p| + \frac{D_a}{L - s} \right] \langle n_p \rangle
\end{aligned} \tag{B.102}$$

avec $\langle \nu_p \rangle_{cm} = \alpha_{cm} \mu_{e,p} |\langle \bar{E}_p \rangle|$. Le dernier terme représente la somme des pertes en s et en L par diffusion.

Champ dans le plasma

$$d_t \langle \bar{E}_p \rangle = -\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_p \rangle (\mu_{i,p} + \mu_{e,p}) \langle \bar{E}_p \rangle - \frac{\bar{i}}{\epsilon_0 S} \tag{B.103}$$

Taille de la gaine

$$s = \frac{\epsilon_0}{e} \frac{|\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle|}{\langle n_i \rangle} \tag{B.104}$$

Dérivée de la taille de la gaine

$$d_t s = -\frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \bar{E}(0) - \frac{1}{\langle n_i \rangle} d_t \langle \bar{E}_p \rangle - \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle^2} d_t \langle n_i \rangle \right] H_{E_o} \quad (\text{B.105})$$

Tension gaz

$$\bar{U}_{gaz} = \frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \left[Ls - \frac{L^2}{2} \right] H_{E_o} (1 - H_s) + \left[\frac{e}{\epsilon_0} \langle n_i \rangle \frac{s^2}{2} H_{E_o} - \langle \bar{E}_p \rangle L \right] H_s \quad (\text{B.106})$$

Dérivée tension gaz

$$\begin{aligned} d_t \bar{U}_{gaz} = & \left[\left[L \frac{\bar{E}(0)}{\langle n_i \rangle} + H_{E_o} \frac{e}{\epsilon_0} ((Ls - L^2/2)) \right] d_t \langle n_i \rangle - L d_t \bar{E}(0) \right] (1 - H_s) \\ & + \left[\left[s \frac{\bar{E}(0) - \langle \bar{E}_p \rangle}{\langle n_i \rangle} + H_{E_o} \frac{es^2}{2\epsilon_0} \right] d_t \langle n_i \rangle - s d_t \bar{E}(0) + (s - L) d_t \langle \bar{E}_p \rangle \right] H_s \end{aligned} \quad (\text{B.107})$$

Multiplication électronique

Le coefficient de multiplication électronique α est une fonction analytique du champ électrique et de la pression.

Dans le cas général α est une fonction de la norme du champ local :

$$M = \exp \int_0^\delta dx \alpha(|\bar{E}(x)|, p) \quad (\text{B.108})$$

Dans le cas de l'hypothèse du champ moyen :

$$\alpha_{cm} \equiv \alpha(\langle |\bar{E}| \rangle, p) \quad (\text{B.109})$$

$$M_{cm} = \exp[\alpha_{cm} \delta] \quad (\text{B.110})$$

avec δ la taille de l'espace où la multiplication électronique a lieu.

Annexe C

Autres résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux qui ont servi à appuyer certaines interprétations de la thèse ou qui pourraient s'avérer utiles lors d'une poursuite de ce travail, sont regroupés dans ce chapitre annexe. Chaque sous-partie recueille les diagrammes de phases et quelques structures observées dans le cas de la cellule fermée 1D ou 2D. Une nouvelle structure inédite observée avec la cellule 1D et formée par un alignement de croix est présentée. Une dernière partie détaille les tendances générales présentes sur les diagrammes de phases à 1D, 2D et pour les trois gaz étudiés.

C.1 Cellule 1D fermée (tube)

C.1.1 Diagrammes de phases

Ces diagrammes permettent de représenter les zones homogènes ou filamentaires dans un plan tension/fréquence, sont reproductibles et une même démarche expérimentale permet de les retrouver. Les diagrammes présentés dans la suite pour différentes pressions et quantités d'impuretés utilisées dans la cellule 1D sont répertoriés dans le tableau C.1.

HELIUM - NEON - ARGON			
Pression (Torr)	Gaz seul	N ₂ 1kppm	N ₂ 10kppm
760	1-1-0	1-1-0	0-0-0
380	1-1-0	1-1-0	0-0-0
190	1-1-1	1-1-1	0-0-0
95	1-1-1	1-1-1	0-0-0
47	1-1-1	1-1-1	1-1-0
23	1-1-1	0-0-1	0-0-0

TABLE C.1 – Inventaire des diagrammes de phases pour la cellule 1D. '1' signifie que le diagramme est présent et '0' sinon. La combinaison 1-0-1 signifie que pour les conditions données, les diagrammes de l'hélium et de l'argon sont disponibles et que celui concernant le néon ne l'est pas.

Hélium

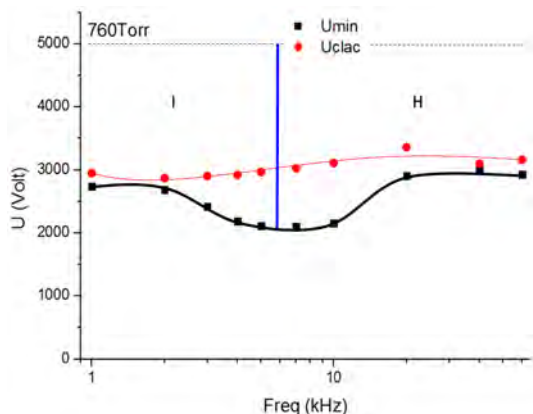


FIGURE C.1 – 1D, Hélium, 760 Torr.

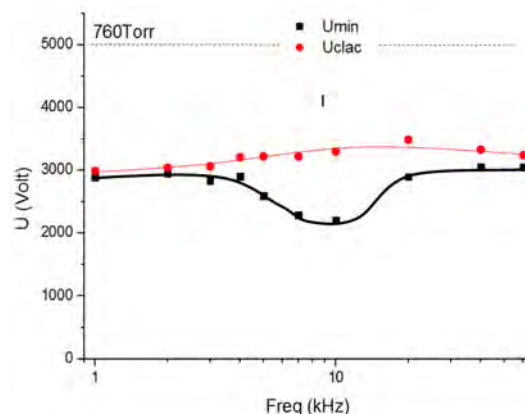


FIGURE C.2 – 1D, Hélium, 760 Torr, Azote 1%.

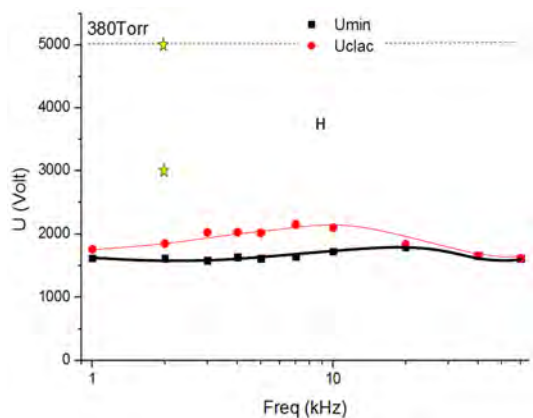


FIGURE C.3 – 1D, Hélium, 380 Torr.

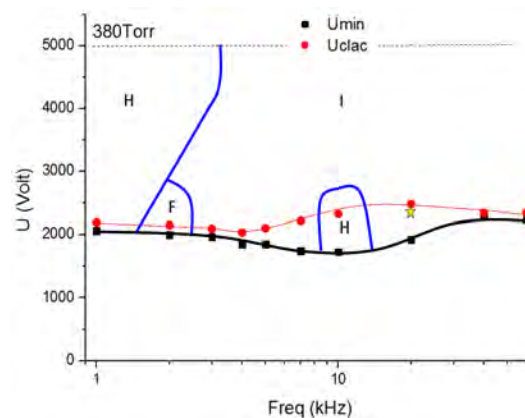


FIGURE C.4 – 1D, Hélium, 380 Torr, Azote 1%.

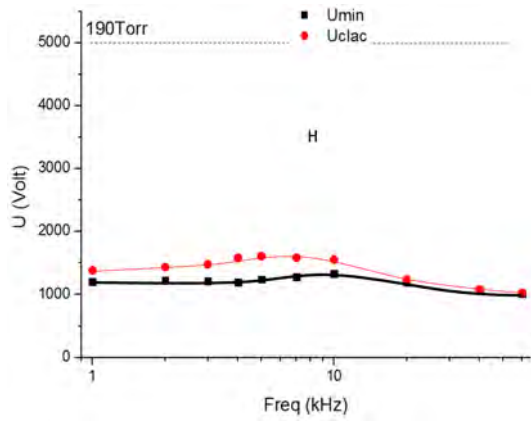


FIGURE C.5 – 1D, Hélium, 190 Torr.

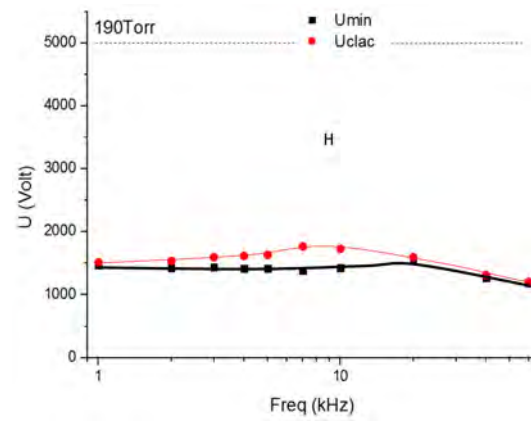


FIGURE C.6 – 1D, Hélium, 190 Torr, Azote 1%.

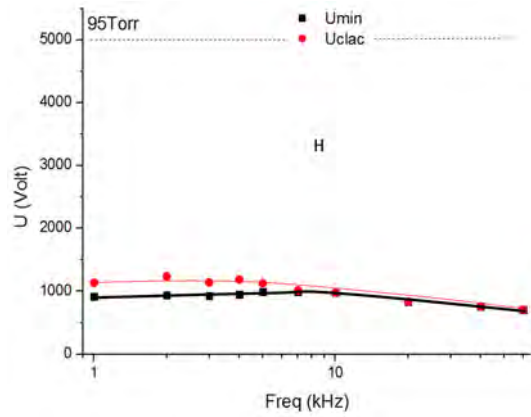


FIGURE C.7 – 1D, Hélium, 95 Torr.

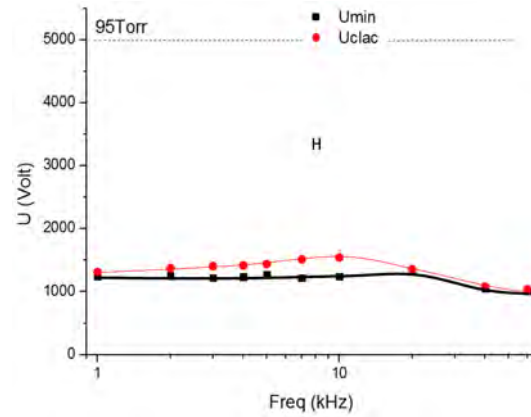


FIGURE C.8 – 1D, Hélium, 95 Torr, Azote 1%.

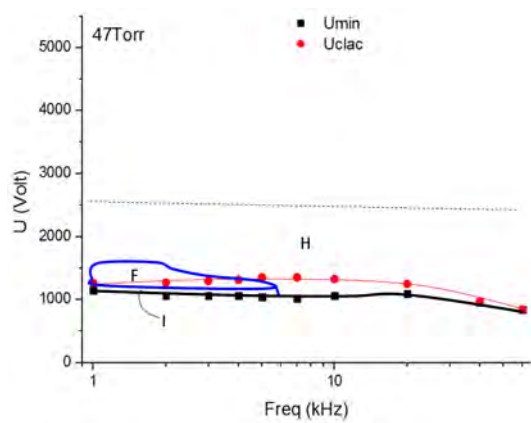


FIGURE C.9 – 1D, Hélium, 47 Torr.

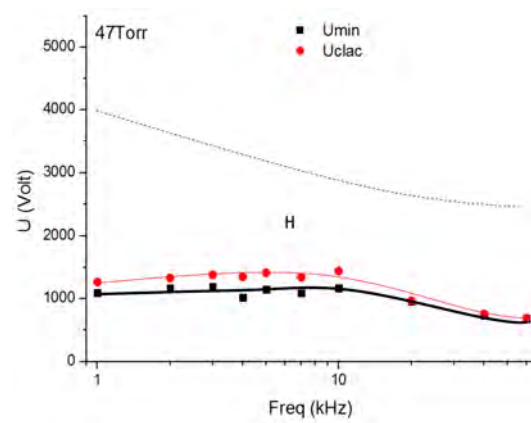


FIGURE C.10 – 1D, Hélium, 47 Torr, Azote 1%.

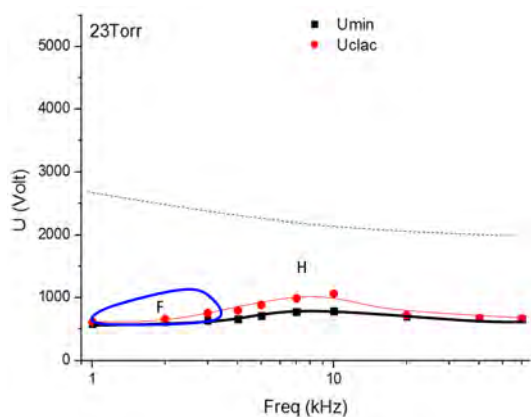


FIGURE C.11 – 1D, Hélium, 23 Torr.

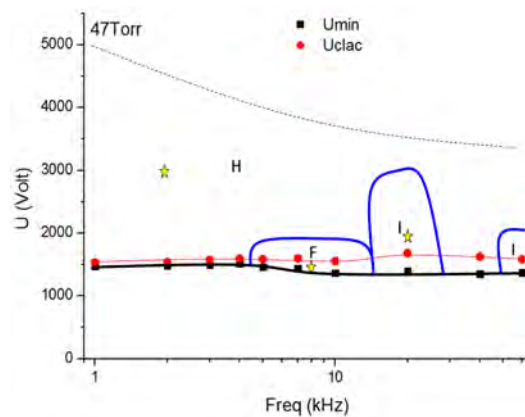


FIGURE C.12 – 1D, Hélium, 47 Torr, Azote 1%.

Néon

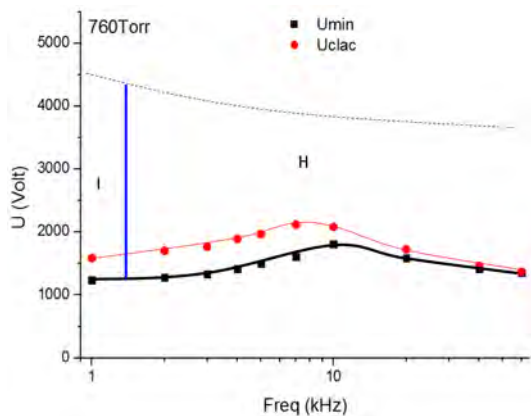


FIGURE C.13 – 1D, Néon, 760 Torr.

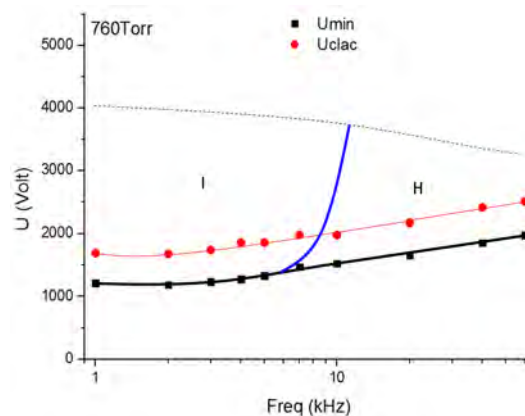


FIGURE C.14 – 1D, Néon, 760 Torr, Azote 1%.

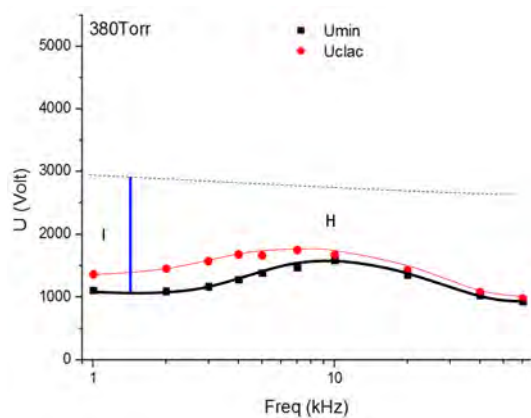


FIGURE C.15 – 1D, Néon, 380 Torr.

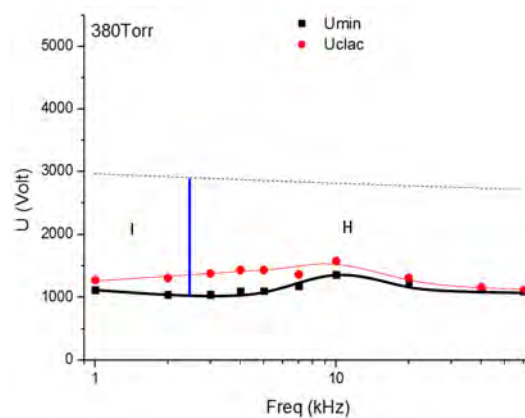


FIGURE C.16 – 1D, Néon, 380 Torr, Azote 1%.

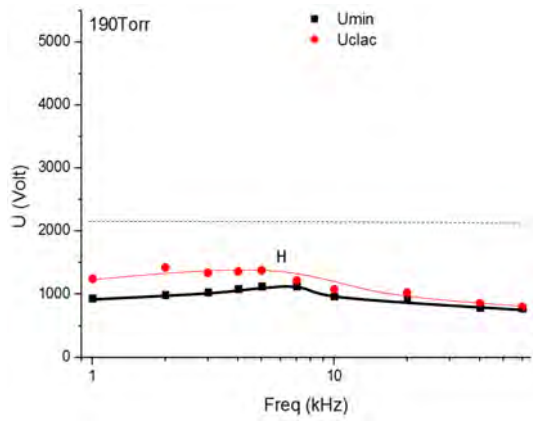


FIGURE C.17 – 1D, Néon, 190 Torr.

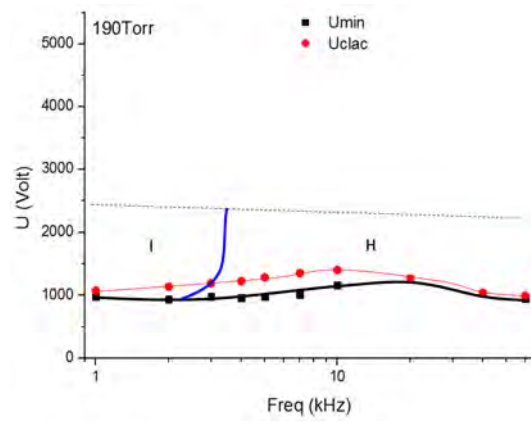


FIGURE C.18 – 1D, Néon, 190 Torr, Azote 1%.

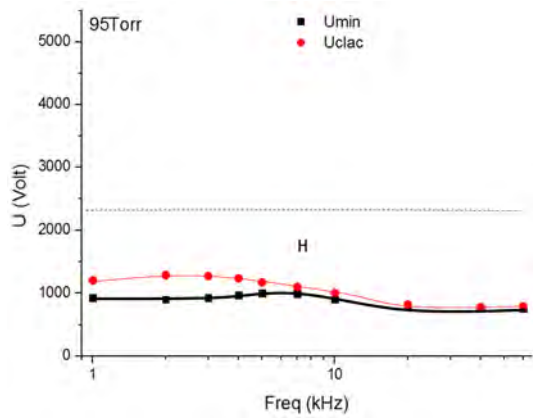


FIGURE C.19 – 1D, Néon, 95 Torr.

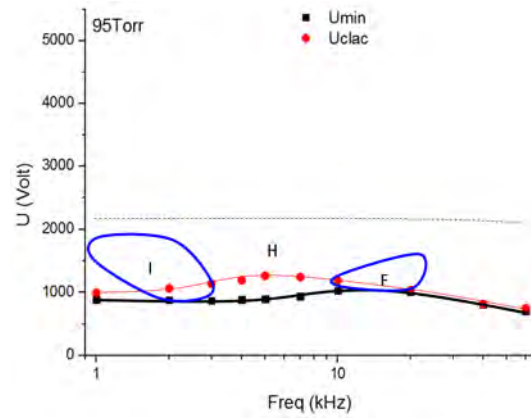


FIGURE C.20 – 1D, Néon, 95 Torr, Azote 1%.

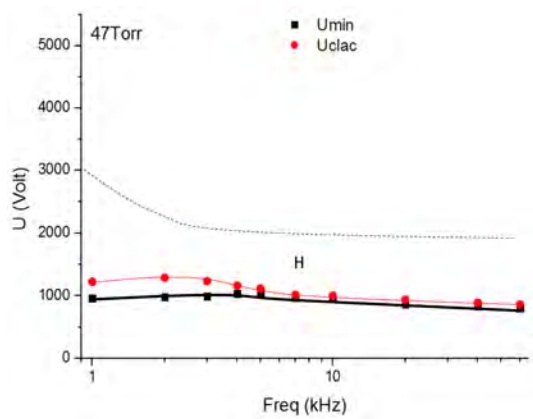


FIGURE C.21 – 1D, Néon, 47 Torr.

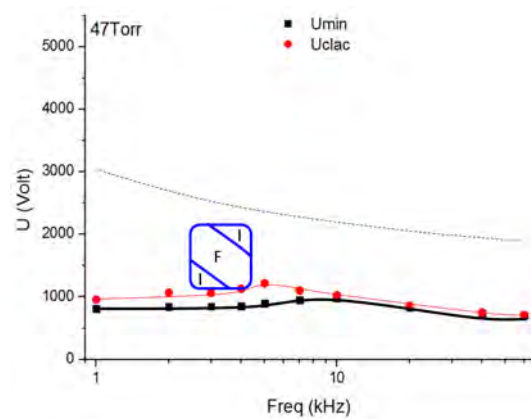


FIGURE C.22 – 1D, Néon, 47 Torr, Azote 1%.

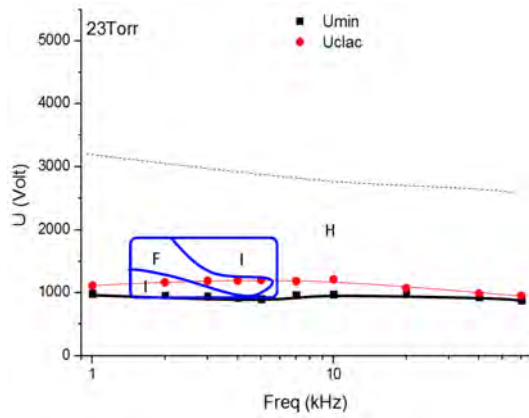


FIGURE C.23 - 1D, Néon, 23 Torr.

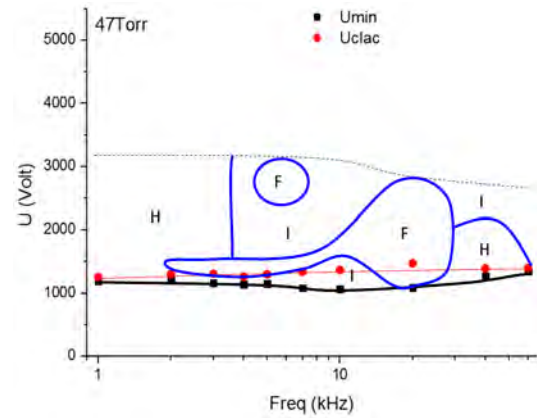


FIGURE C.24 - 1D, Néon, 47 Torr, Azote 1%.

Argon

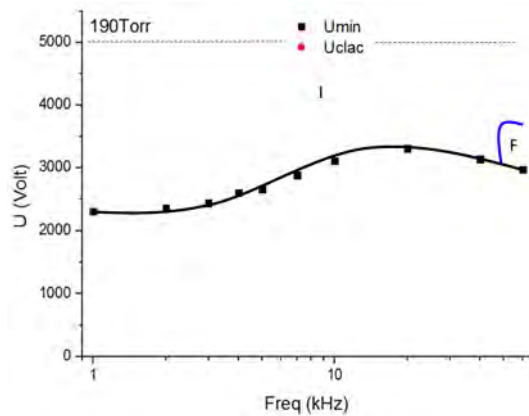


FIGURE C.25 - 1D, Argon, 190 Torr.

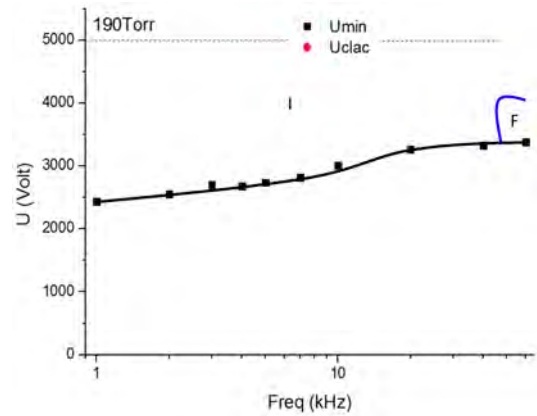


FIGURE C.26 - 1D, Argon, 190 Torr, Azote 1%.

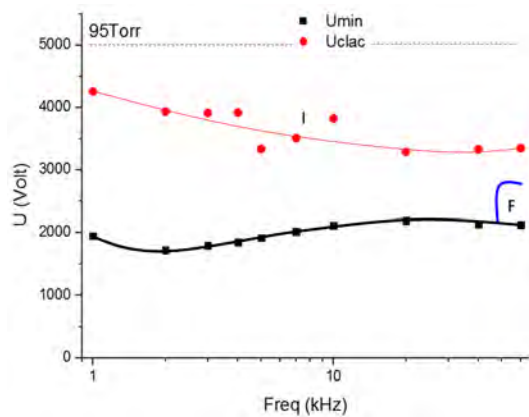


FIGURE C.27 - 1D, Argon, 95 Torr.

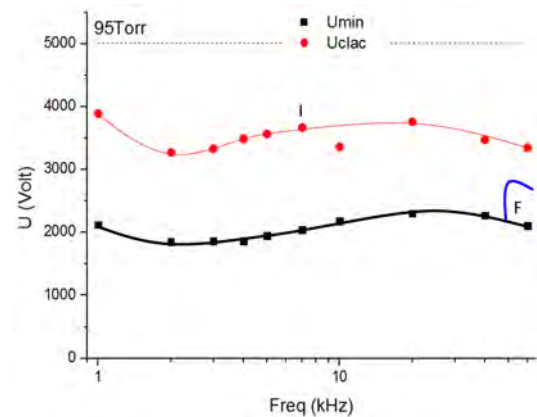


FIGURE C.28 - 1D, Argon, 95 Torr, Azote 1%.

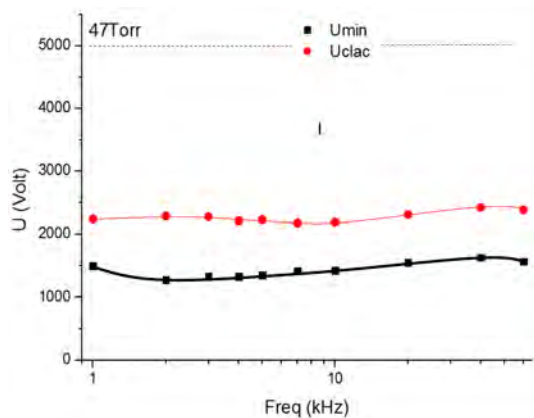


FIGURE C.29 - 1D, Argon, 47 Torr.

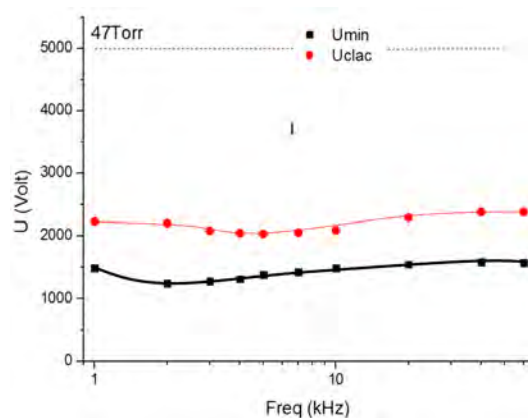


FIGURE C.30 - 1D, Argon, 47 Torr, Azote 1%.

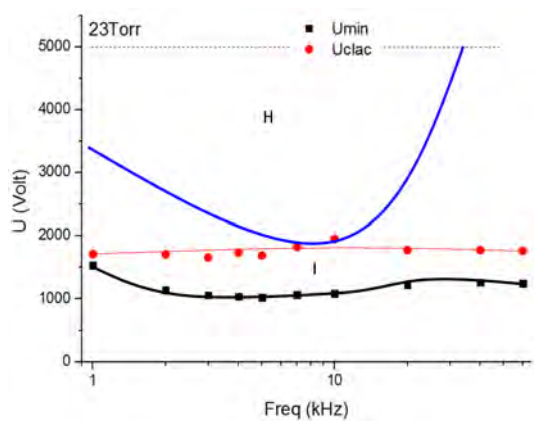


FIGURE C.31 - 1D, Argon, 23 Torr.

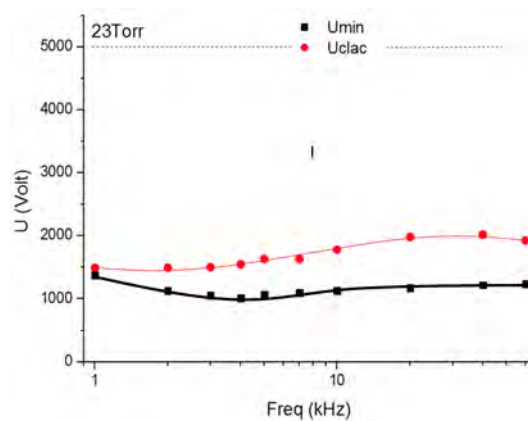


FIGURE C.32 - 1D, Argon, 23 Torr, Azote 1%.

C.1.2 Structures classiques

Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus dans l'hélium à différentes pressions, fréquences et quantités d'impuretés. Ils ne feront pas l'objet d'une analyse détaillée. Une image de la structure sur une période, une image intégrée sur $100ms$ donnant une idée de l'aspect à l'œil nu et les relevés de tension appliquée et du courant de conduction sont regroupés dans chaque figure. Les conditions correspondantes seront marquées par des étoiles sur les diagrammes de phases. Les cas annoncés comme "purs" contiennent en réalité entre $100ppm$ et $1000ppm$ d'impuretés provenant des bouteilles de gaz et des dégazages. Ces phénomènes sont dans notre cas non contrôlés.

Cas homogènes

Les figures C.33 et C.34 représentent la tension et le courant de conduction à $47Torr$ pour deux fréquences différentes et pour deux taux d'impuretés.

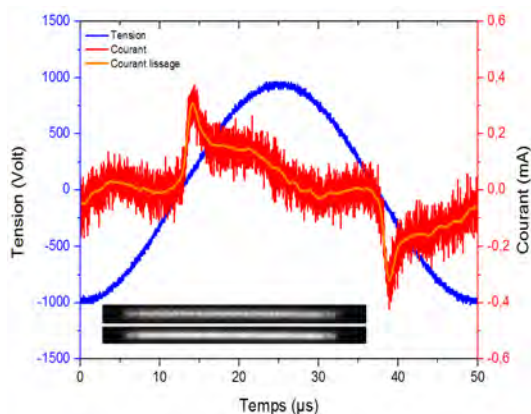


FIGURE C.33 - 1D, Hélium, 47Torr, 20kHz, 2000Vpp.

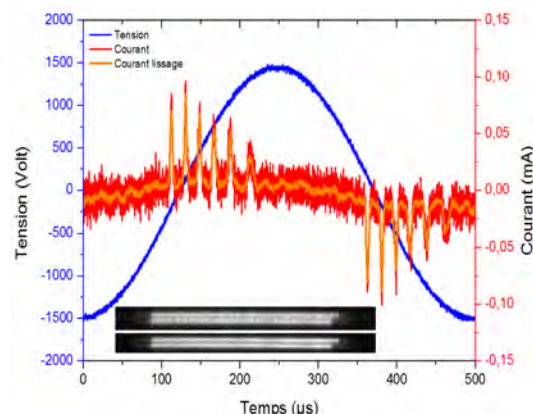


FIGURE C.34 - 1D, Hélium, 47Torr, 2kHz, 10kppm N₂, 3000Vpp.

Les figures C.35 et C.36 représentent la tension et le courant de conduction à $380Torr$ et $2kHz$ dans des conditions différentes sur la tension appliquée et sur le taux d'impuretés.

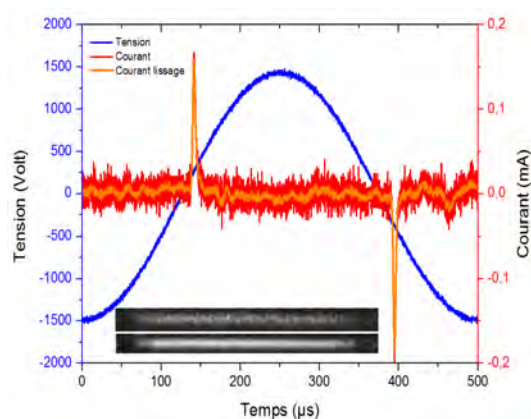


FIGURE C.35 - 1D, Hélium, 380Torr, 2kHz, 3000Vpp.

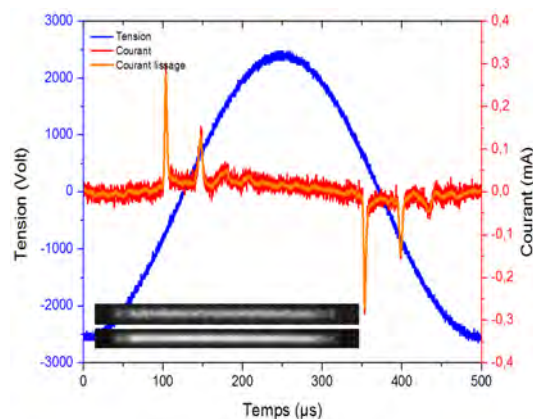


FIGURE C.36 - 1D, Hélium, 380Torr, 2kHz, 5000Vpp.

Cas filamentaires

Les figures C.37 et C.38 représentent la tension et le courant de conduction pour deux cas filamentaires à 47Torr dans des conditions différentes sur la tension appliquée et sur le taux d'impuretés. Sur les deux images les filaments sont fixes.

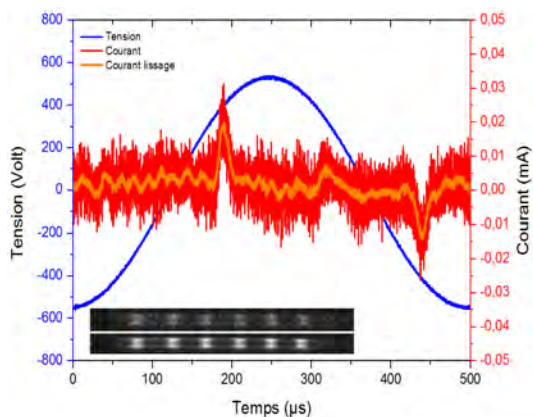


FIGURE C.37 – $1D$, Hélium, 47Torr , 2kHz , 1100Vpp .

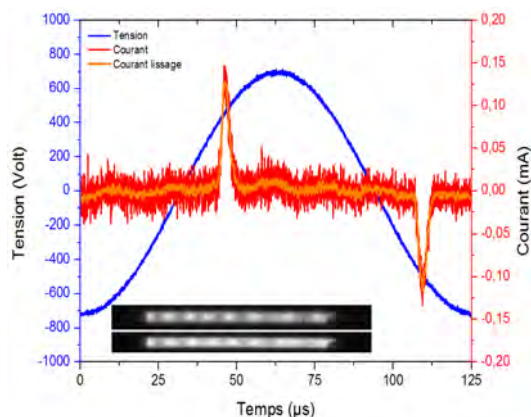


FIGURE C.38 – $1D$, Hélium, 47Torr , 8kHz , 10kppm N_2 , 1420Vpp .

Cas instables

Les figures C.39 et C.40 représentent la tension et le courant de conduction pour deux cas instables à 47Torr et 380Torr dans des conditions différentes sur la tension appliquée et sur le taux d'impuretés. Sur la première figure les filaments oscillent autour d'une position moyenne et sur le cas de droite les filaments en quinconce défilent de droite à gauche.

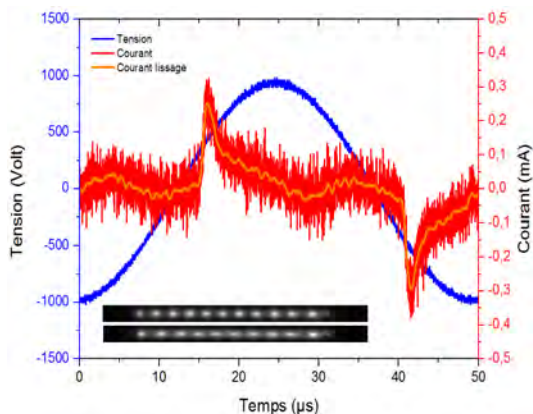


FIGURE C.39 – $1D$, Hélium, 47Torr , 20kHz , 10kppm N_2 , 2000Vpp .

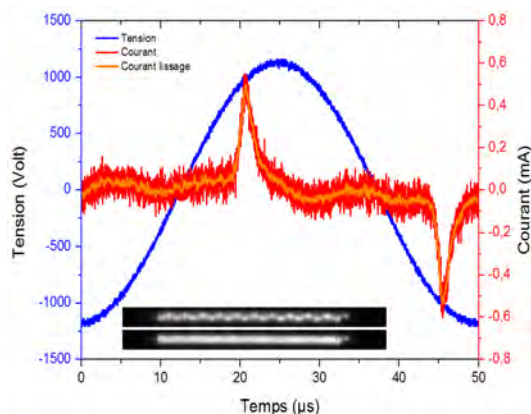


FIGURE C.40 – $1D$, Hélium, 380Torr , 20kHz , 1kppm N_2 , 2400Vpp .

C.1.3 Structure nouvelle : Rangée de croix

Une structure particulière a été observée avec la cellule 1D et aucune publication n'en fait encore état. Le gaz utilisé est l'argon à une pression de 95Torr , une fréquence de 60kHz et une tension appliquée à la cellule de 2.3kVpp . Ces filaments particuliers correspondent à une zone réduite sur les diagrammes de phases se situant à haute fréquence et à basse tension, au voisinage de la tension minimale nécessaire pour entretenir la décharge.

Il y a quatorze filaments répartis uniformément sur la longueur de l'espace inter-électrodes faisant 7cm . Ces filaments semblent être symétriques et strictement identiques. Ils sont par ailleurs très stables au sens d'une sensibilité quasi-nulle à la variation des paramètres expérimentaux dans

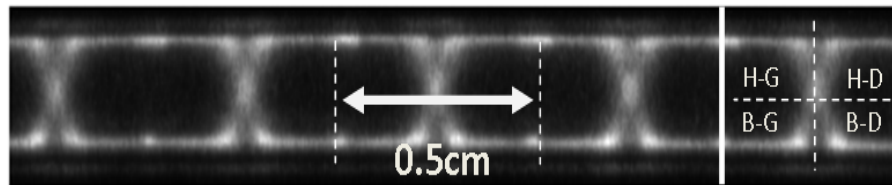


FIGURE C.41 – Croix dans l'argon, 95Torr, 60kHz, 2.3kVpp. Nomenclature de l'espace inter-électrode autour d'un filament avec : H - Haut, B - Bas, G - Gauche et D - Droite.

le cadre de la zone filamentaire. La comparaison avec les autres patterns filamentaires observés montre qu'il s'agit d'un des patterns les plus stables observés jusqu'à présent.

En association avec l'image du pattern intégrée sur une période et présenté figure C.41, un relevé de la forme du courant est donné sur la figure C.42.

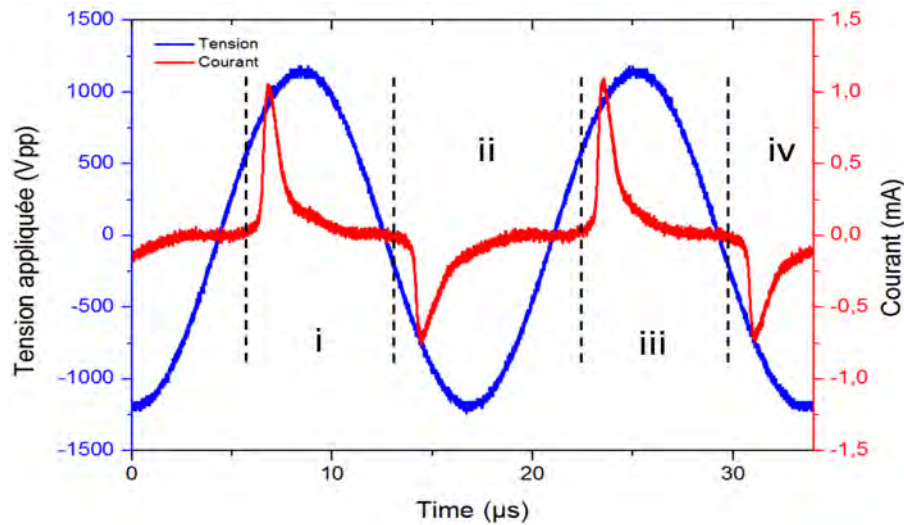


FIGURE C.42 – Forme du courant de conduction dans l'argon, 95Torr, 60kHz, 2.3kVpp.

Contrairement aux images, le courant présente une dissymétrie d'une demi-alternance à la suivante. Les décharges correspondantes à des courants négatifs présentent toutes un pic plus petit que celles correspondantes à des courants positifs mais la charge transférée (intégrale du courant sur un pic) reste la même quelle que soit la demi-alternance. La période du courant semble égale à la période de la tension mais une analyse plus détaillée est nécessaire pour comprendre le développement spatial des différentes décharges qui explique ces formes de courant différentes.

Les images "bleues" présentées figure C.43 montrent une chronologie de l'évolution de l'émission de lumière dans l'espace gazeux sur deux périodes. Ce temps correspond à quatre claquages successifs dans le même ordre que les quatre pics de courants de la figure C.42. L'instant de référence par série d'images (colonne verticale) est choisi comme celui correspondant à une légère lueur en volume au centre de chaque filament et correspond au démarrage du claquage. Les images en noir et blanc situées en bas de chaque série d'images sont les intégrations de toutes les images précédentes. Par exemple, l'image en bas de la colonne *iii* correspond à une intégration sur un temps correspondant aux séries *i*, *ii* et *iii* soit 1.5 période.

Le maximum de lumière correspond au début du claquage et est suivi par l'étalement cathodique. Le premier claquage fait suite à un claquage qui avait lieu en H-G (cf figure C.43). L'étalement se fait en diagonale par rapport au claquage précédent soit en B-D. Le deuxième claquage se termine en vis-à-vis du premier soit en H-D. Le troisième claquage part en diagonale par rapport au deuxième et se termine en B-G. Le quatrième se fait en vis-à-vis du troisième dans

le quadrant H-G. La séquence est bouclée en revenant au premier claquage. Le pattern se reforme identiquement après 4 phases de claquage mettant en jeu un décalage latéral. Ceci montre que la période du pattern, liée à la dynamique des charges en volume, est égale à deux fois la période de la tension. Les claquages *i* et *iii* sont de type diagonal et correspondent à un pic de courant dont le maximum est plus grand que les claquages frontaux *ii* et *iv*. Les séquences d'images sont plus courtes dans les cas diagonaux car la décharge frontale suivante s'amorce plus rapidement. Ceci est remarquable par observation des pics des courant : les pics *i* et *ii* sont plus rapprochés en temps que les pics *ii* et *iii* en ainsi de suite.

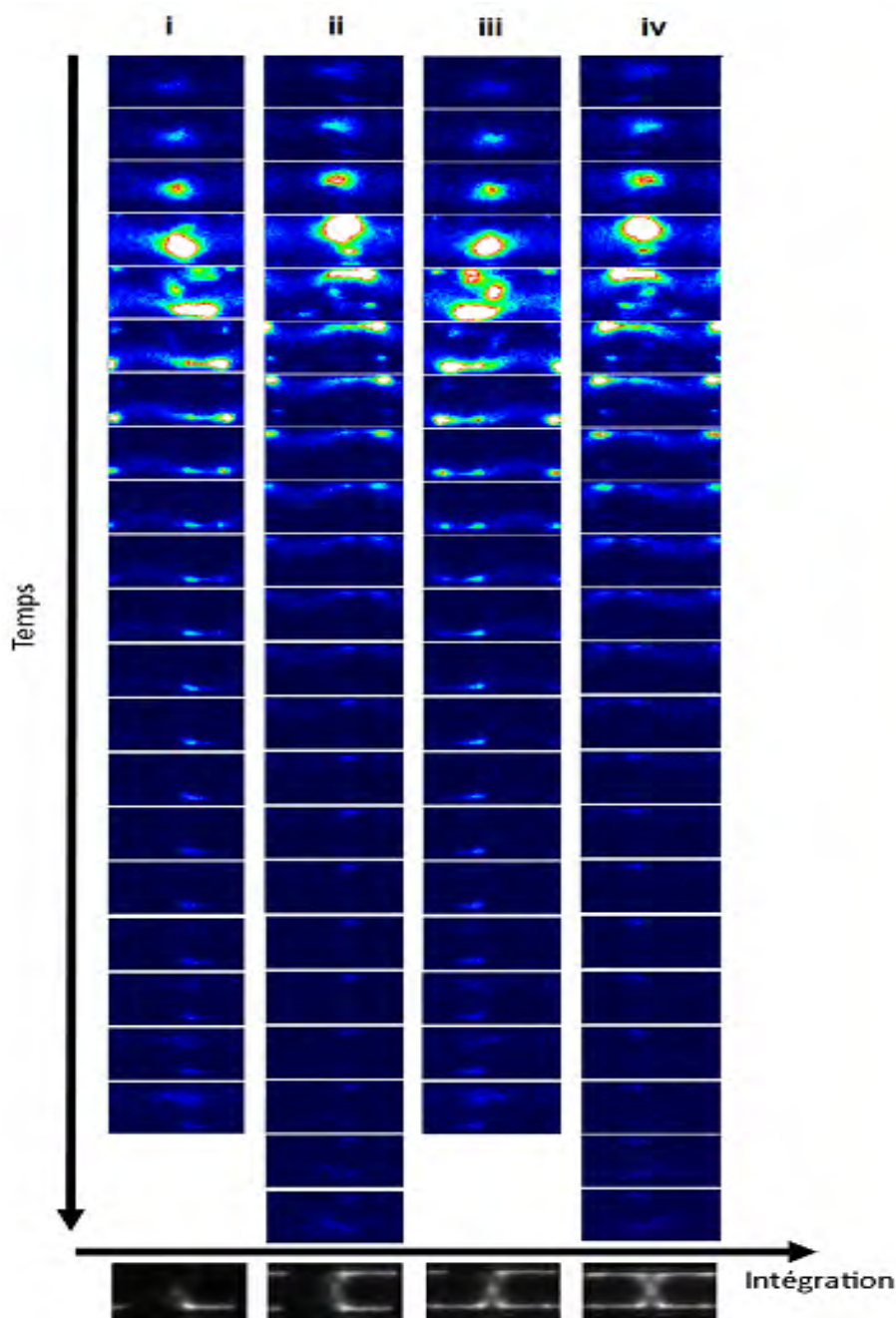


FIGURE C.43 – Séquence d'images sur quatre claquages successifs sans ajustement de contraste dans l'argon, 95Torr, 60kHz, 2.3kVpp. Chaque image en couleur correspond à une porte de 200ns intégrée sur 10ms. Les images en noir et blanc sont des intégrations sur 0.5 (série *i*), 1 (série *i + ii*), 1.5 (série *i + ii + iii*) et 2 périodes (série *i + ii + iii + iv*).

Il serait intéressant d'identifier les mécanismes pouvant expliquer l'existence de ce régime permanent en imaginant une dynamique des charges de surface ou de volume et éventuellement d'essayer de retrouver ce régime avec une simulation 2D.

C.2 Cellule 2D fermée

C.2.1 Diagrammes de phases

La construction et la lecture des diagrammes est détaillée dans le chapitre 4 de la thèse. Les diagrammes présentés dans la suite pour différentes pressions et quantités d'impuretés utilisées dans la cellule 2D sont répertoriés dans le tableau C.1.

HELIUM - NEON - ARGON			
Pression (Torr)	Gaz seul	N ₂ 1kppm	N ₂ 10kppm
760	1-1-0	1-1-0	0-0-0
380	1-1-0	1-1-0	0-0-0
190	1-1-1	1-1-1	0-0-0
95	1-1-1	1-1-1	0-0-0
47	1-1-1	1-1-1	1-1-0
23	1-1-1	0-0-1	0-0-0

TABLE C.2 – Inventaire des diagrammes de phases pour la cellule 2D. '1' signifie que le diagramme est présent et '0' sinon. La combinaison 1-0-1 signifie que pour les conditions données, les diagrammes de l'hélium et de l'argon sont disponibles et que celui concernant le néon ne l'est pas.

Hélium

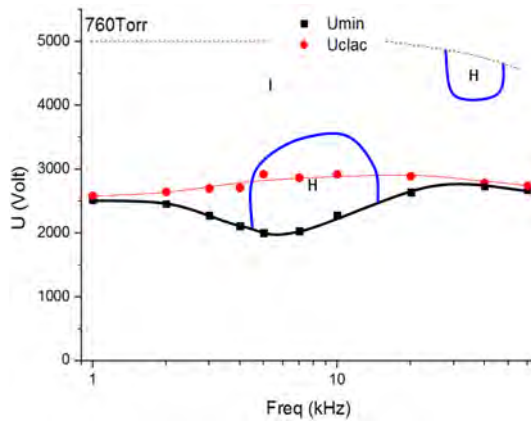


FIGURE C.44 – 2D, Hélium, 760 Torr.

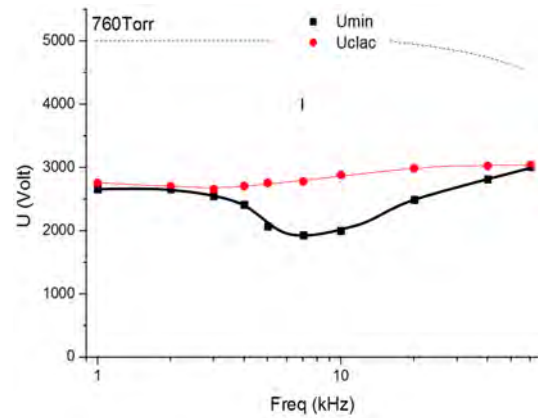


FIGURE C.45 – 2D, Hélium, 760 Torr, Azote 1%.

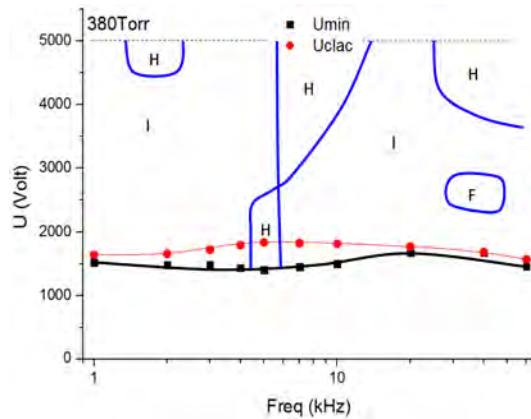


FIGURE C.46 – 2D, Hélium, 380 Torr.

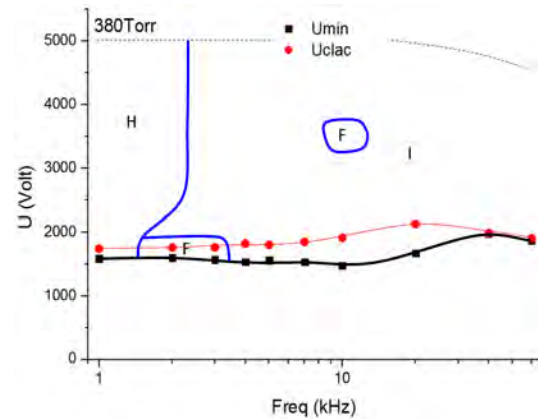


FIGURE C.47 – 2D, Hélium, 380 Torr, Azote 1%.

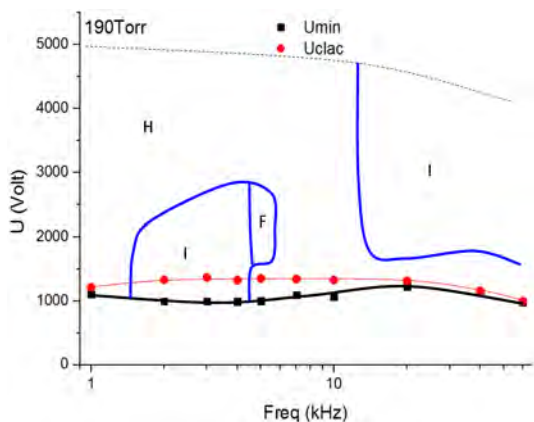


FIGURE C.48 – 2D, Hélium, 190 Torr.

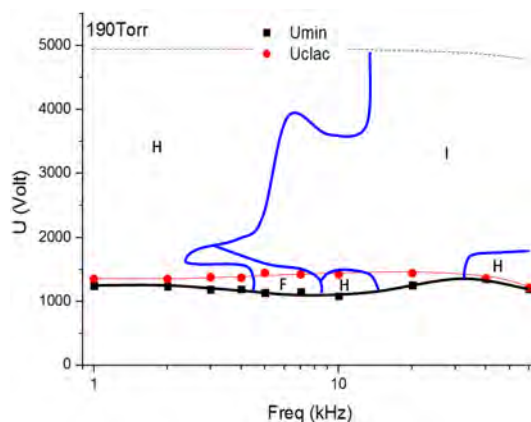


FIGURE C.49 – 2D, Hélium, 190 Torr, Azote 1%.

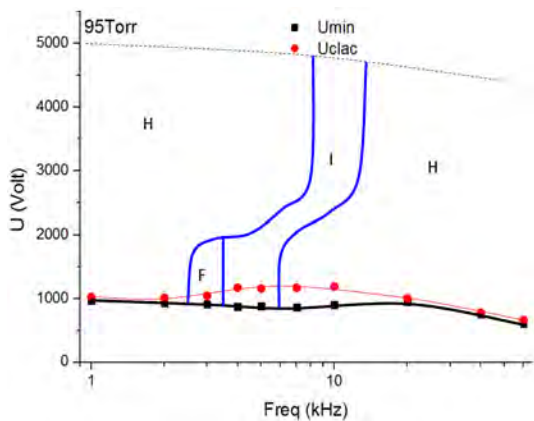


FIGURE C.50 – 2D, Hélium, 95 Torr.

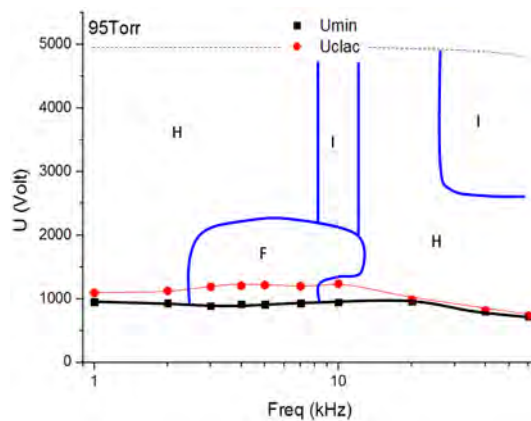


FIGURE C.51 – 2D, Hélium, 95 Torr, Azote 1%.

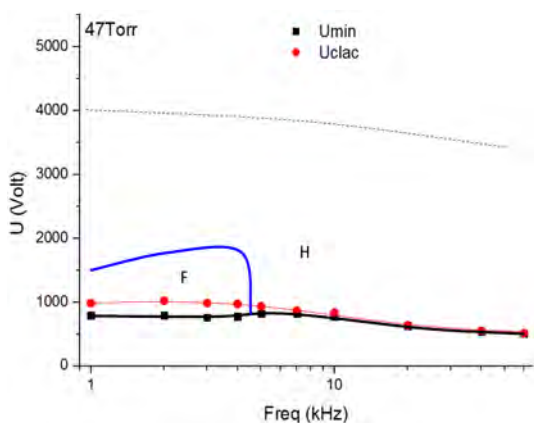


FIGURE C.52 – 2D, Hélium, 47 Torr.

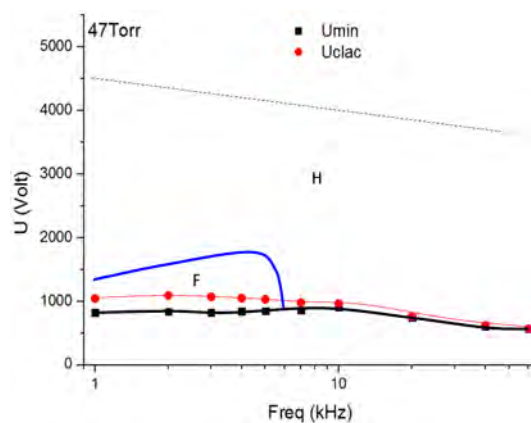


FIGURE C.53 – 2D, Hélium, 47 Torr, Azote 1%.

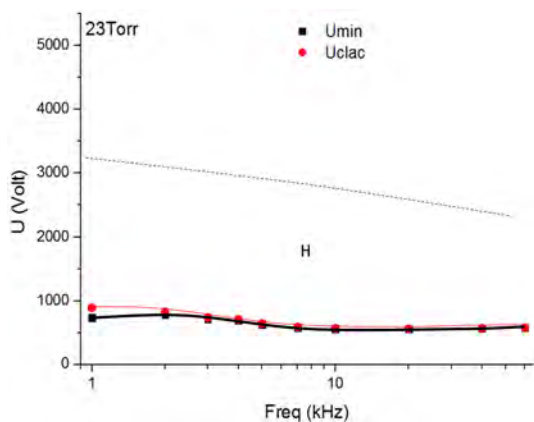


FIGURE C.54 - 2D, Hélium, 23 Torr.

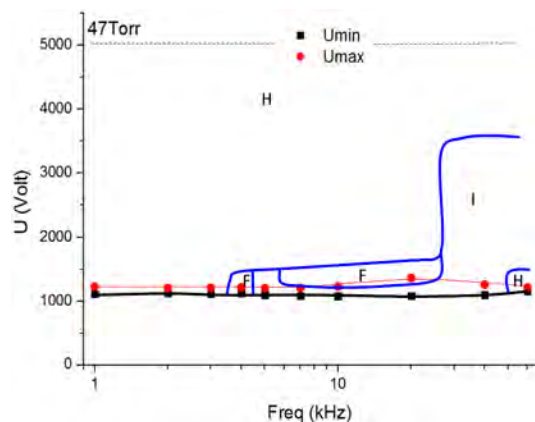


FIGURE C.55 - 2D, Hélium, 47 Torr, Azote 1%.

Néon

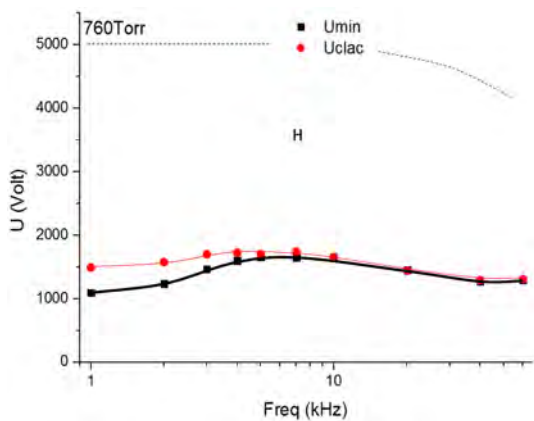


FIGURE C.56 - 2D, Néon, 760 Torr.

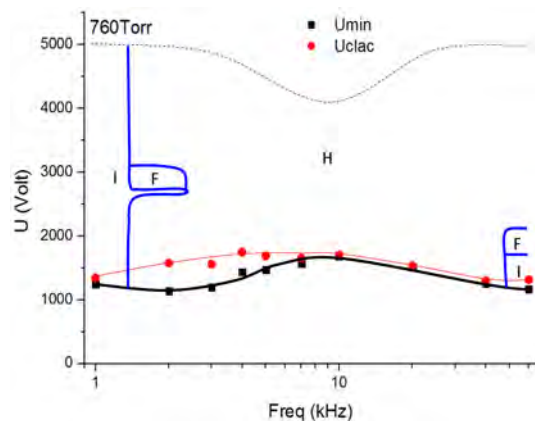


FIGURE C.57 - 2D, Néon, 760 Torr, Azote 1%.

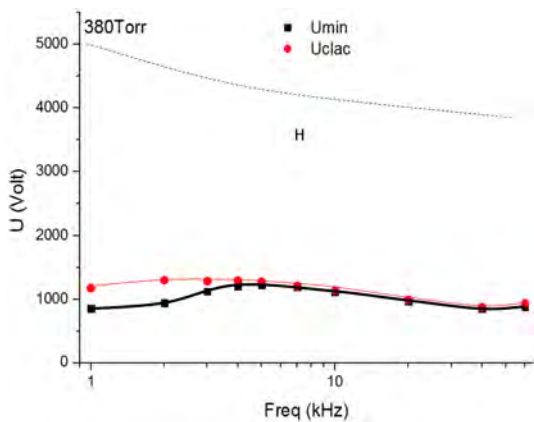


FIGURE C.58 - 2D, Néon, 380 Torr.

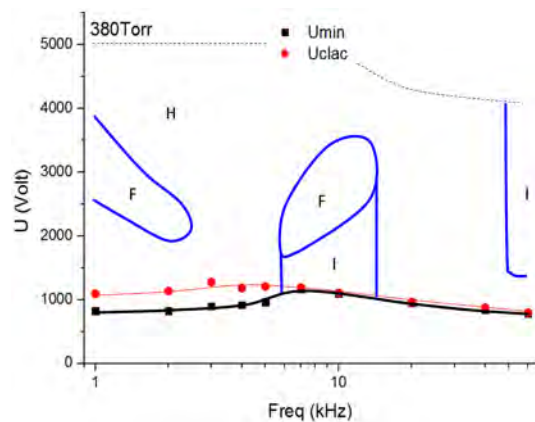


FIGURE C.59 - 2D, Néon, 380 Torr, Azote 1%.

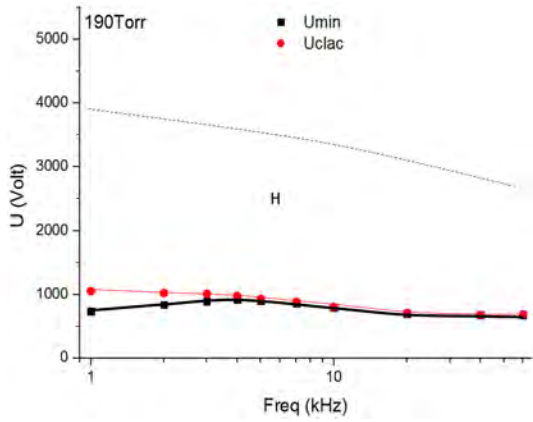


FIGURE C.60 – 2D, Néon, 190 Torr.

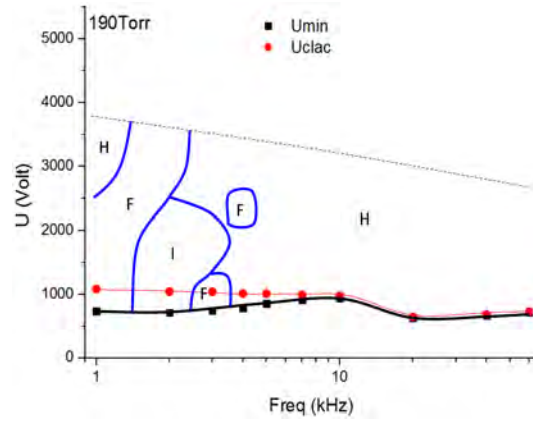


FIGURE C.61 – 2D, Néon, 190 Torr, Azote 1%.

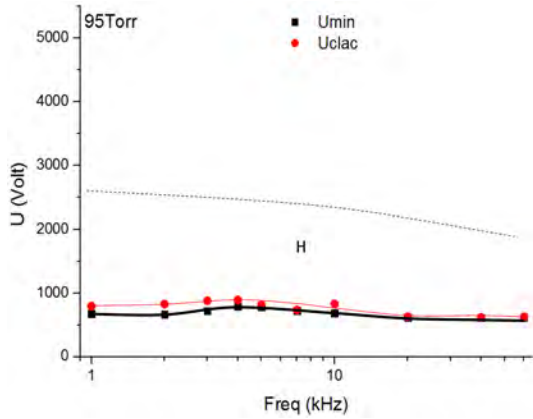


FIGURE C.62 – 2D, Néon, 95 Torr.

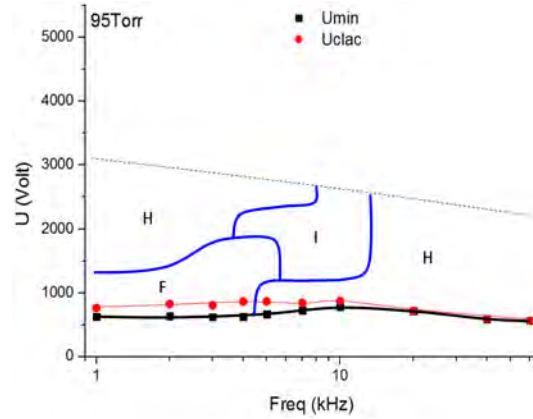


FIGURE C.63 – 2D, Néon, 95 Torr, Azote 1%.

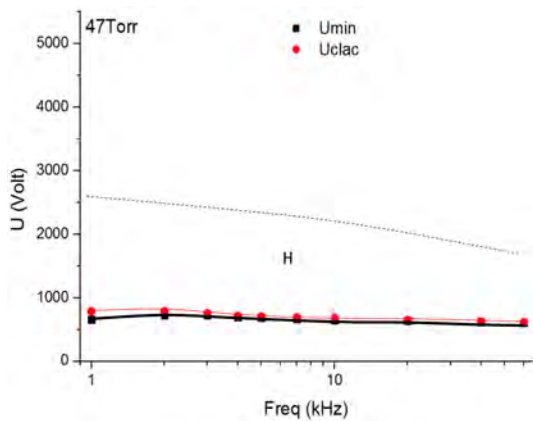


FIGURE C.64 – 2D, Néon, 47 Torr.

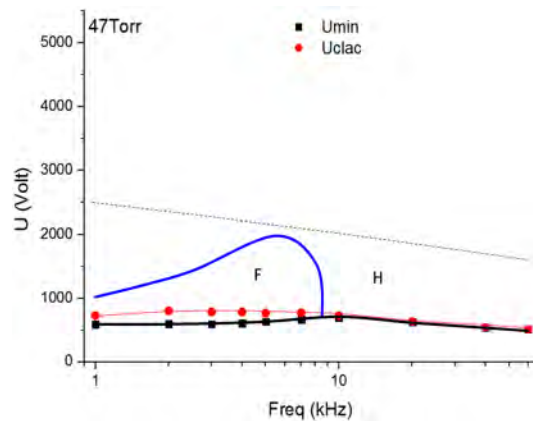


FIGURE C.65 – 2D, Néon, 47 Torr, Azote 1%.

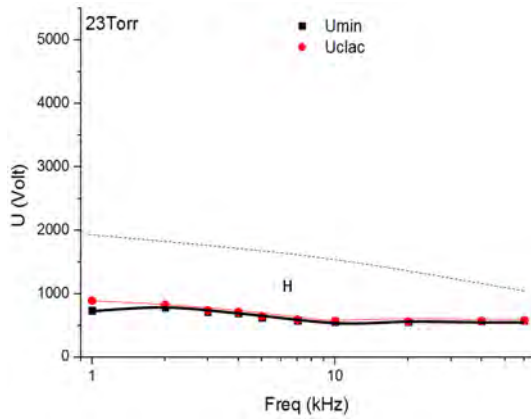


FIGURE C.66 - 2D, Néon, 23 Torr.

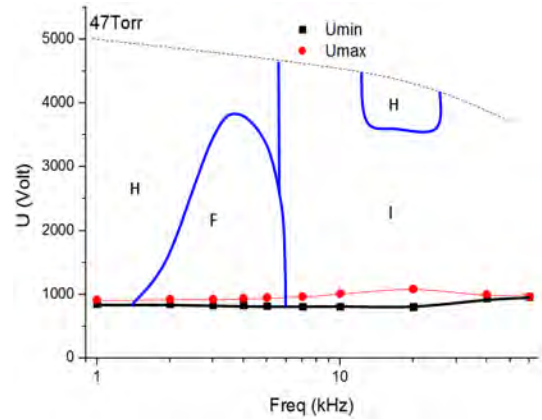


FIGURE C.67 - 2D, Néon, 47 Torr, Azote 1%.

Argon

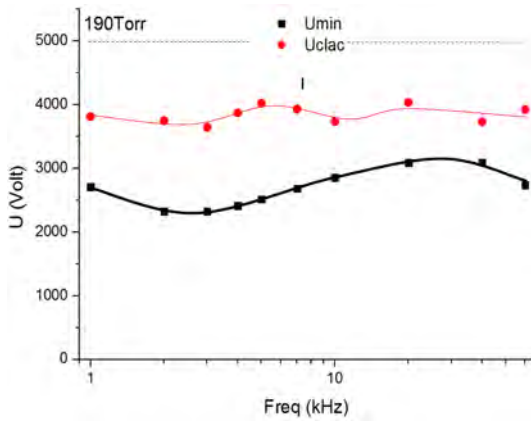


FIGURE C.68 - 2D, Argon, 190 Torr.

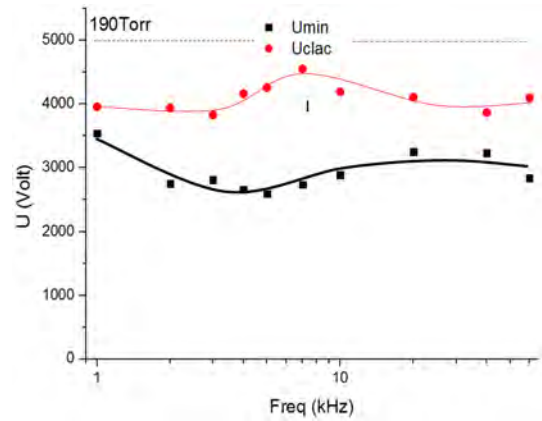


FIGURE C.69 - 2D, Argon, 190 Torr, Azote 1%.

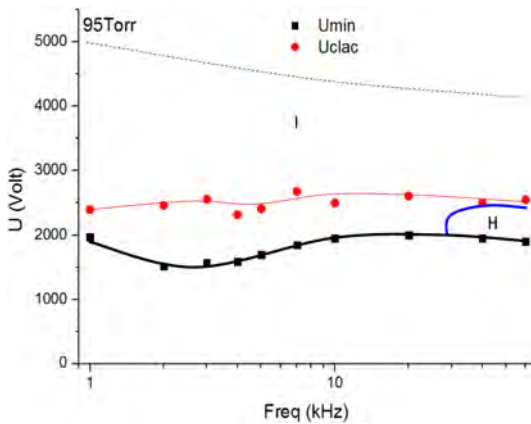


FIGURE C.70 - 2D, Argon, 95 Torr.

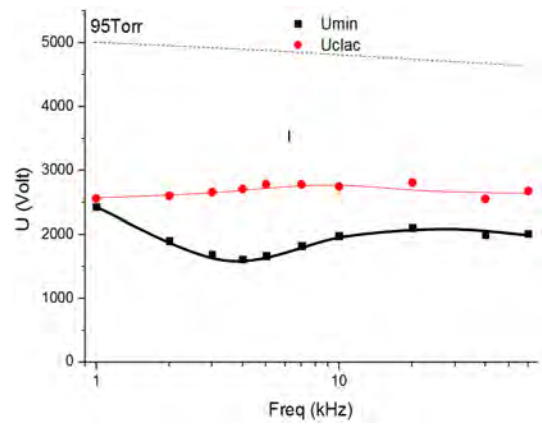


FIGURE C.71 - 2D, Argon, 95 Torr, Azote 1%.

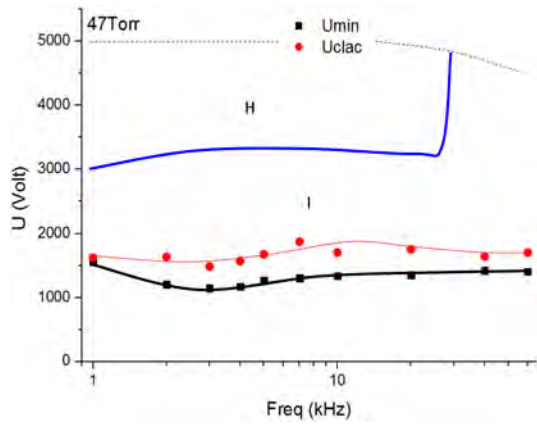


FIGURE C.72 - 2D, Argon, 47 Torr.

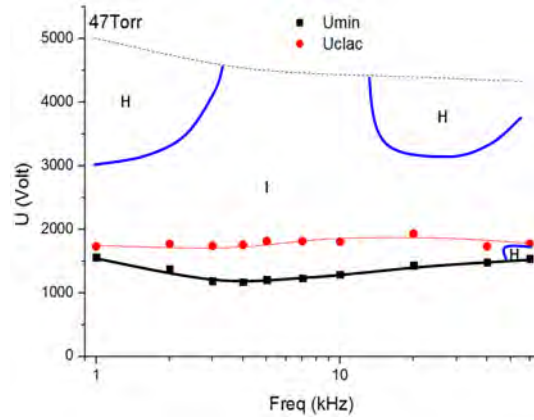


FIGURE C.73 - 2D, Argon, 47 Torr, Azote 1%.

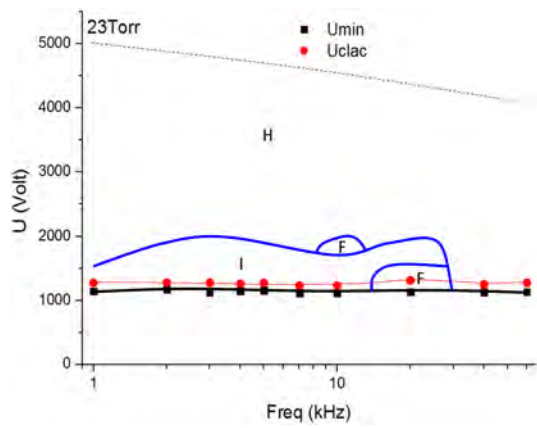


FIGURE C.74 - 2D, Argon, 23 Torr.

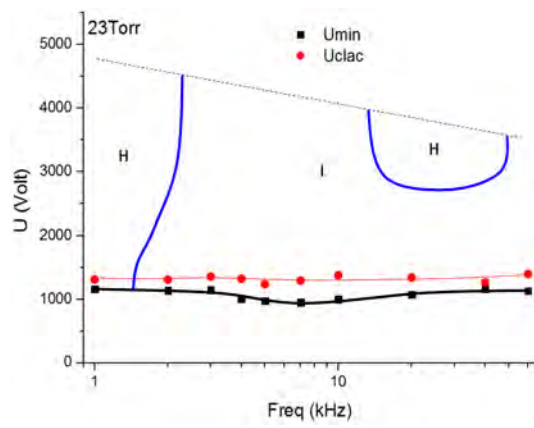


FIGURE C.75 - 2D, Argon, 23 Torr, Azote 1%.

C.2.2 Structures classiques

La plupart des structures observées avec la cellule 2D dans l'hélium ou le néon correspondent à celles déjà décrites dans la thèse. Cette partie présente deux des résultats obtenus dans l'argon où apparaît un pattern en début de décharge et son négatif via une seconde décharge de plus faible intensité. Cette phénoménologie n'est pas nouvelle mais les formes obtenues sont originales. Les figures C.76 et C.77 représentent la tension et le courant de conduction dans l'argon à 47Torr et 190Torr pour des fréquences de 20kHz et 40kHz .

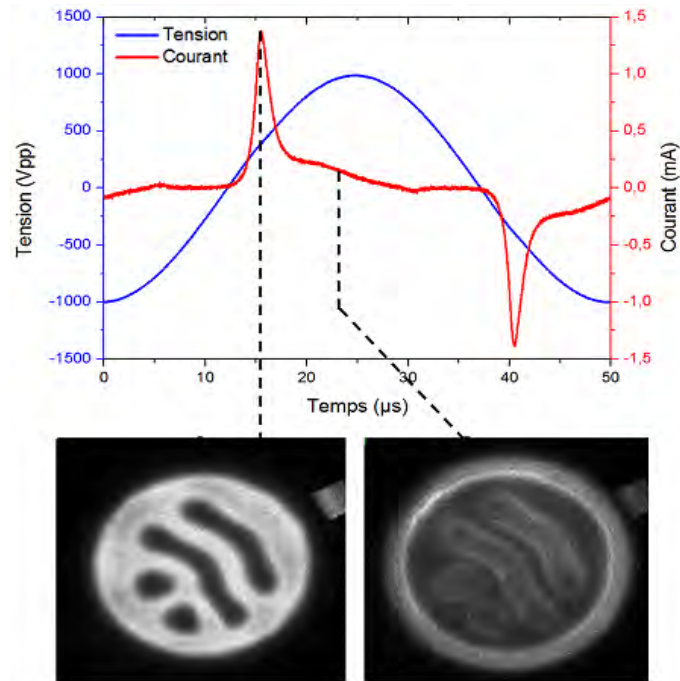


FIGURE C.76 – 2D, Argon, 47Torr , 20kHz , 2000Vpp . Image : porte $36\mu\text{s}$, intégration 1s .

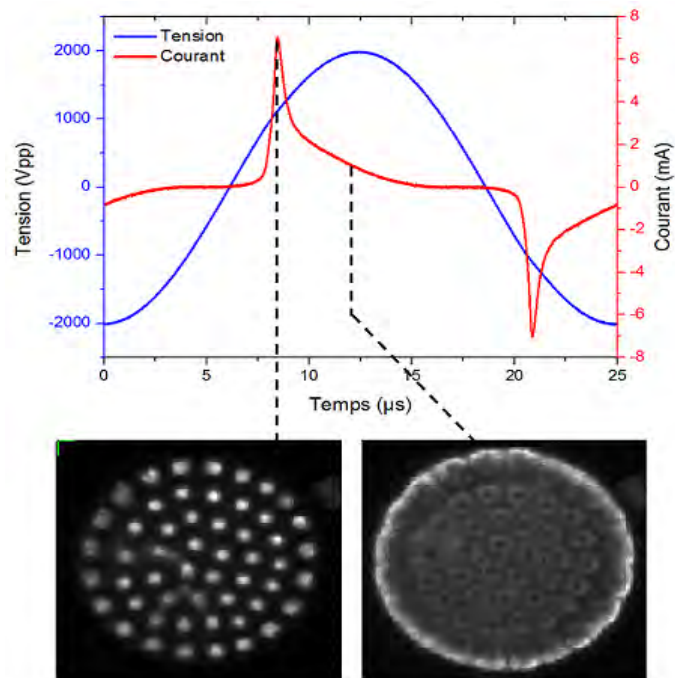


FIGURE C.77 – 2D, Argon, 190Torr , 40kHz , 4000Vpp . Image : porte 800ns , intégration 0.8s .

C.2.3 Structure nouvelle : Double spot

Une structure particulière a aussi été observée avec la cellule 2D et pour celle-ci également, aucune publication n'en fait encore état. Le gaz utilisé est l'argon à une pression de $95Torr$, une fréquence de $20kHz$ et une tension appliquée à la cellule d'environ $2kVpp$. Cette dynamique particulière est observable au voisinage de la tension minimale nécessaire pour entretenir la décharge.

Les figures C.78 et C.79 représentent la tension et le courant de conduction dans l'argon à $95Torr$ et une séquence d'images entre deux claquages.

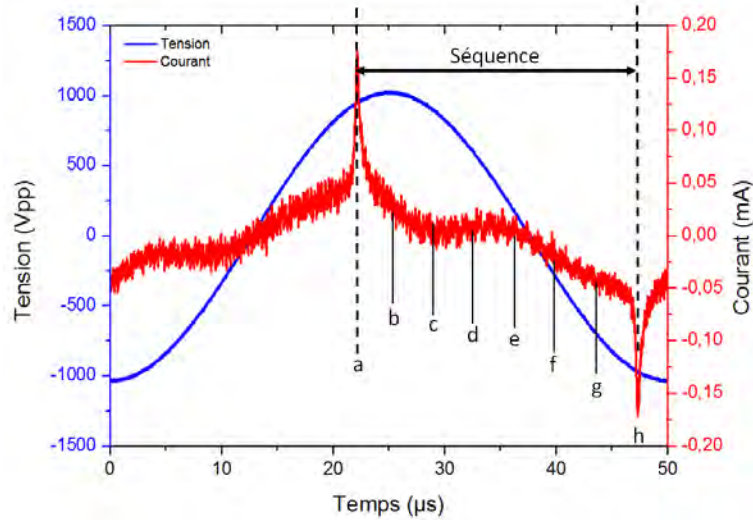


FIGURE C.78 – 2D, Argon, $95Torr$, $20kHz$, $2100Vpp$.

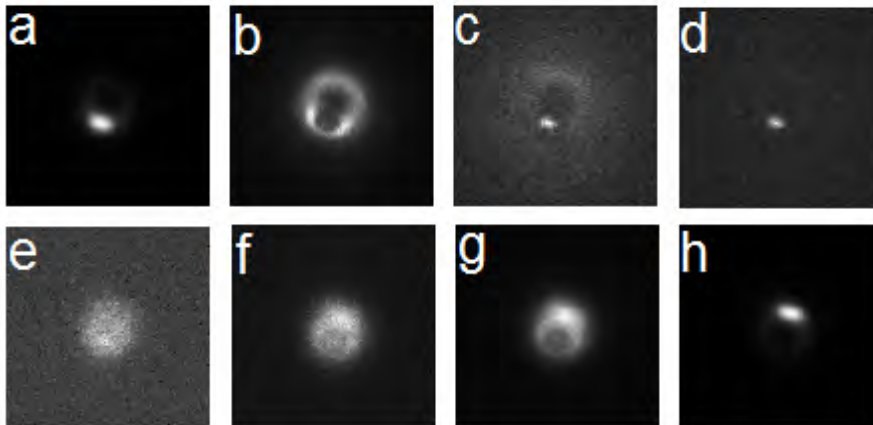


FIGURE C.79 – Série d'image partant du pic courant d'une demi-alternance et allant jusqu'au pic de courant suivant. 2D, Argon, $95Torr$, $20kHz$, $2100Vpp$. Porte $36\mu s$, intégration $2s$.

C.3 Diagrammes de phases : Bilan et tendances

L'hélium et le néon sont les gaz pour lesquels les diagrammes sont les plus ressemblant. Ils montrent une prédominance presque systématique des zones homogènes et font apparaitre de petites zones filamentaires plutôt présentes à basse pression. L'hélium montre un écart entre la tension minimale d'entretien et la tension d'allumage aux fréquences médianes ($\approx 10kHz$) tandis que le néon présente un écart moins marqué et plutôt situé aux basses fréquences ($\approx 1kHz$).

L'argon montre des diagrammes aux caractéristiques différentes. Les zones filamentaires F et I sont majoritaires dans toutes les conditions excepté à basse pression ($< 47Torr$) ou des zones homogènes font leur apparition.

Globalement, pour les trois gaz, l'ajout d'azote montre la réduction voire la disparition des zones H au profit de zones filamentaires F ou I. Seulement certains diagrammes de l'hélium font office d'exceptions.

Annexe D

Spatialisation du modèle 0D

La construction et la validation du modèle 0D décrit précédemment a montré que les régimes de décharge de type Townsend ou luminescent pouvaient être qualitativement simulés dans l'hélium, le néon, l'argon ou l'azote, avec des temps de calculs de l'ordre de quelques secondes ce qui en fait son principal avantage par rapport aux modèles à éléments finis. Par ailleurs, cette thèse vise aussi à utiliser ce modèle 0D au delà de la confirmation de résultats déjà prédits avec les modèles fluides. Ce chapitre met en avant une utilisation supplémentaire du modèle 0D avec la volonté de comprendre les phénomènes de filamentation via l'inclusion d'une dimension spatiale.

L'inconvénient du modèle 0D est que, par construction, la décharge simulée est forcément de type homogène. Pour rejoindre la problématique initiale, il est nécessaire d'inclure au moins une dimension spatiale au modèle 0D. Ce chapitre annexe décrit les idées de départ, la succession d'étapes de modification du modèle effectuée et les premiers résultats dans le processus de spatialisation dans le but d'isoler les facteurs déterminants dans l'émergence de filaments.

D.1 Description

D.1.1 Idée de départ

L'article de H.-G Purwins [89] décrit une formation de structures par la mise en parallèle de circuits électriques couplés représentant chacun une décharge DC. L'idée sous-jacente est qu'un réseau discret d'oscillateurs peut se penser comme la version discrétisée d'un système réactif-diffusif. Cette chaîne d'oscillateurs est modélisée analytiquement et réalisée expérimentalement en deux dimensions avec des composants électroniques.

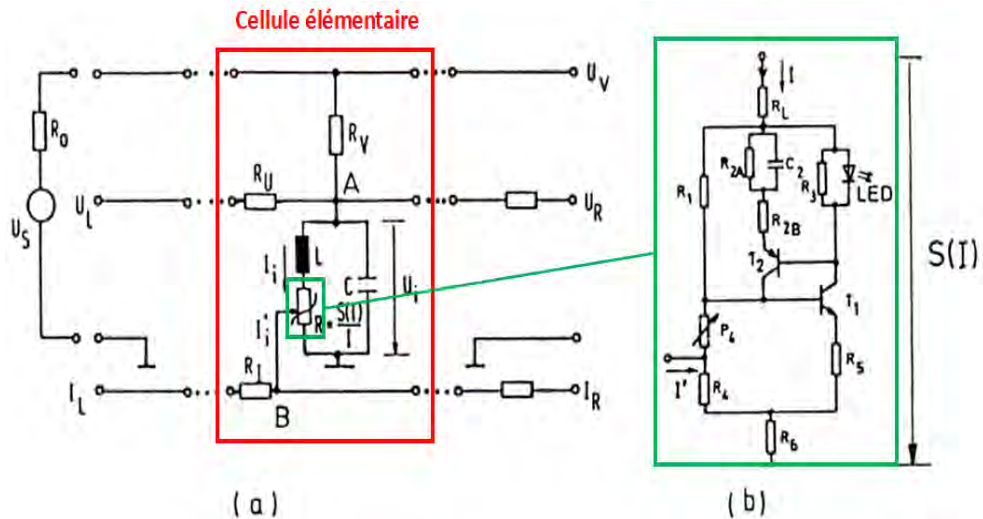


FIGURE D.1 – a) Représentation d'une cellule dans un réseau à une dimension. b) Représentation électrocinétique équivalente du dipôle R . [89]

Le réseau est constitué de cellules élémentaires couplées en externe par l'intermédiaire des six nœuds associés aux groupes de pointillés.

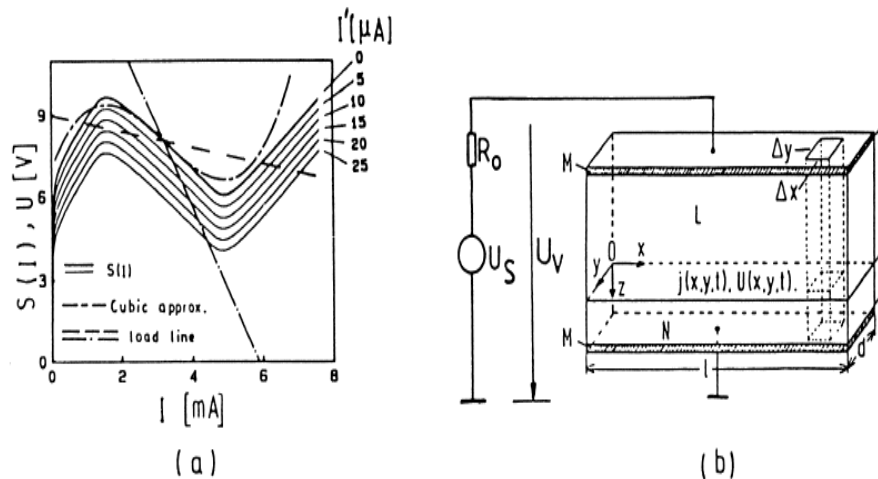


FIGURE D.2 – a) Caractéristique courant – tension du dipôle R . b) Équivalent continu d'un empilement d'un matériau linéaire L et d'un matériau non-linéaire N entre deux électrodes M . [89]

La caractéristique *courant – tension* montre une caractéristique qualitativement similaire à celle d'un gaz et l'équivalent continu décrit un modèle compartimenté. En comparaison avec le modèle 0D, ces deux images montrent un lien direct avec la caractéristique *courant – tension* d'un gaz et le choix fait de compartimenter le modèle 0D en deux. La présence d'une DEL sur une branche de chaque cellule permet d'associer l'émission de lumière au passage d'un courant. Le dispositif expérimental et quelques résultats sont présentés sur la figure D.3.

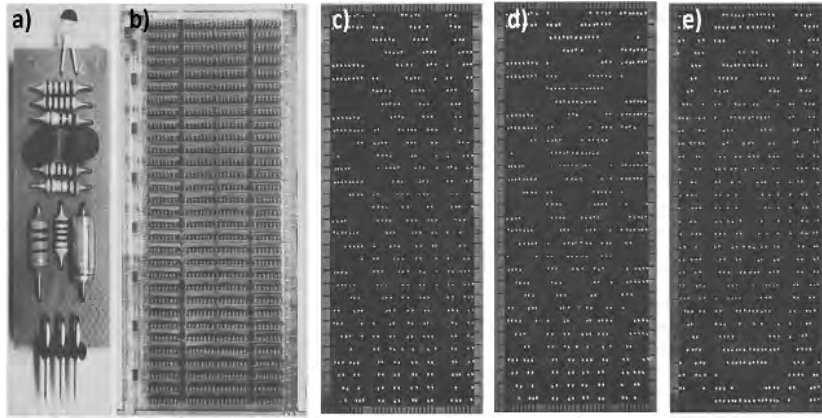


FIGURE D.3 – a) Cellule simple avec DEL en haut. b) Réseau à deux dimensions. c), d) et e) Image d'états stationnaires avec conditions aux limites différentes. [89]

L'observation de ces images montre que les DEL allumées forment des structures de types bandes ou cercles et peuvent être liées à un phénomène d'auto-organisation. En conséquence, il semble intéressant d'étendre cette démarche de spatialisation DC aux DBD grâce au modèle 0D construit en partie pour analyser les facteurs responsables de l'émergence dans le cas DBD.

D.1.2 Spatialisation du modèle 0D

Le code numérique 2D et l'expérience permettent d'observer des filaments dans le cas de deux électrodes linéiques en face-à-face comme illustré sur la figure D.4. La présentation de ces images est purement qualitative et sert à montrer cette possibilité d'observation dans ces conditions particulières.

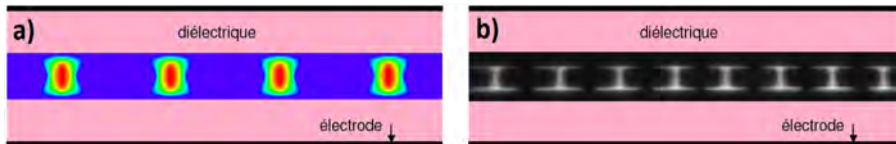


FIGURE D.4 – a) Néon, code 2D. b) Azote, cellule 1D du dispositif réel.

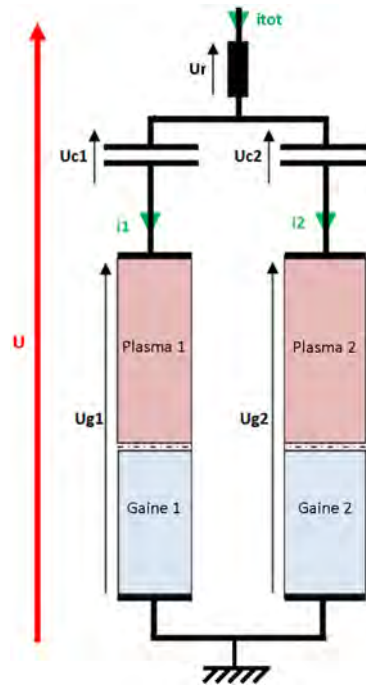
Pour démarrer, il semble donc plus simple et suffisant de mettre en parallèle des modèles 0D dans une seule direction de l'espace comme présenté sur le schéma a) de la figure D.1.

D.2 Couplage externe à deux cellules

D.2.1 Principe

La figure D.5 montre schématiquement la mise en parallèle de deux modèles 0D. La résistance externe reste unique pour traduire la résistance utilisée expérimentalement pour la mesure du courant. Les deux condensateurs ont la même capacité et traduisent l'accumulation de charges sur les diélectriques. Les deux gaz sont décrits par le même modèle analytique pour traduire que ces deux décharges voisines se font dans le même environnement gazeux. La tension appliquée à l'ensemble est U et le courant total est $i_{tot} = i_1 + i_2$. Dans ce cas, le seul couplage présent est via le courant total.

A ce stade et en laissant de côté toute intuition sur la réponse, se pose la question de savoir comment évoluent ces deux décharges sans couplages autres que le courant, soumises à la même contrainte extérieure et aux mêmes conditions initiales. Un deuxième test montrera l'effet d'une perturbation de durée finie et non symétrique et un troisième montrera l'effet d'une perturbation continue en temps et non symétrique également.

FIGURE D.5 – Spatialisation suivant x avec mise en parallèle de deux modèles 0D.

D.2.2 États transitoires

Conditions pour les simulations

Pour de nombreuses conditions de simulation dans le néon, le modèle 2D montre une apparition spontanée de filaments. Le gaz choisi pour les simulations est donc le néon car l'objectif de cette partie est de se mettre dans des conditions qui favorisent naturellement les d'instabilités. L'image a) de la figure D.4 montre d'ailleurs un résultat obtenu en régime permanent dans le néon à 100Torr , 600V et 25kHz . Le tableau D.1 présente les conditions de simulation choisies pour les calculs avec le modèle 0D. Les paramètres géométriques choisis sont ceux correspondant à la cellule expérimentale en forme de tube et sont par la même occasion voisins de ceux utilisés pour la simulation 2D dans le néon.

Dénomination/Grandeur	Type/Valeur
Gaz	Néon
Pression	95 Torr
Amplitude Tension	700V (Luminescent)
Fréquence	5 kHz
Gap(L)	3 mm
Dielectrique (Ld)	1.5 mm
ϵ_d	5
γ	0.03
R	1000 Ω

TABLE D.1 – Conditions de simulation pour le couplage externe.

Les valeurs initiales des variables sont sélectionnées parmi deux états de décharges différents et prises en régime permanent à un instant où la tension passe par 0 en montant ($U = 0$ et $d_t U > 0$): (i) Une décharge éteinte avec peu d'ions en volume, pas de courant, pas de plasma. (ii) Une décharge allumée alimentée à 700V . Les valeurs sont issues d'un calcul en régime permanent et chaque claquage aboutit à la contraction de la gaine et à la formation d'un plasma.

Condition (unit. SI)	Éteint (i)	Allumé (ii)
Densité gaine	10^6	$1.00 \cdot 10^{13}$
Densité plasma	0	0
Champ gaine	$-5 \cdot 10^4$	$-7.82 \cdot 10^4$
Champ plasma	0	0
Courant ext. total	0	$5.43 \cdot 10^{-6}$
Vitesse gaine	0	$6.91 \cdot 10^4$

TABLE D.2 – Conditions initiales utilisées pour le couplage externe.

L'objectif est à présent de réaliser des tests de déstabilisation pour vérifier si des simulations prenant simplement en compte le couplage par le courant peuvent aboutir à un régime permanent non symétrique, voire même à l'extinction d'une des deux cellules. Pour cela, les conditions initiales vont être prise d'abord identiques avec deux décharges éteintes et ceci sera le cas de référence. Ces conditions sont compatibles avec les expériences ou la modélisation 2D. Ensuite, une seule des deux sera prise dans des conditions allumée (ii) et l'autre éteinte comme pour traduire une préexistence de filaments avec la première cellule représentant un filament et l'autre représentant l'espace inter-filaments. Un dernier cas partant de deux décharges éteintes montre l'effet d'un terme source permanent imposé sur une seule des deux cellules.

Conditions initiales symétriques

Au démarrage, les deux cellules sont dans des conditions symétriques et éteintes (i). Les résultats pour le courant et les densités gaine et plasma sont présentés figure D.6.

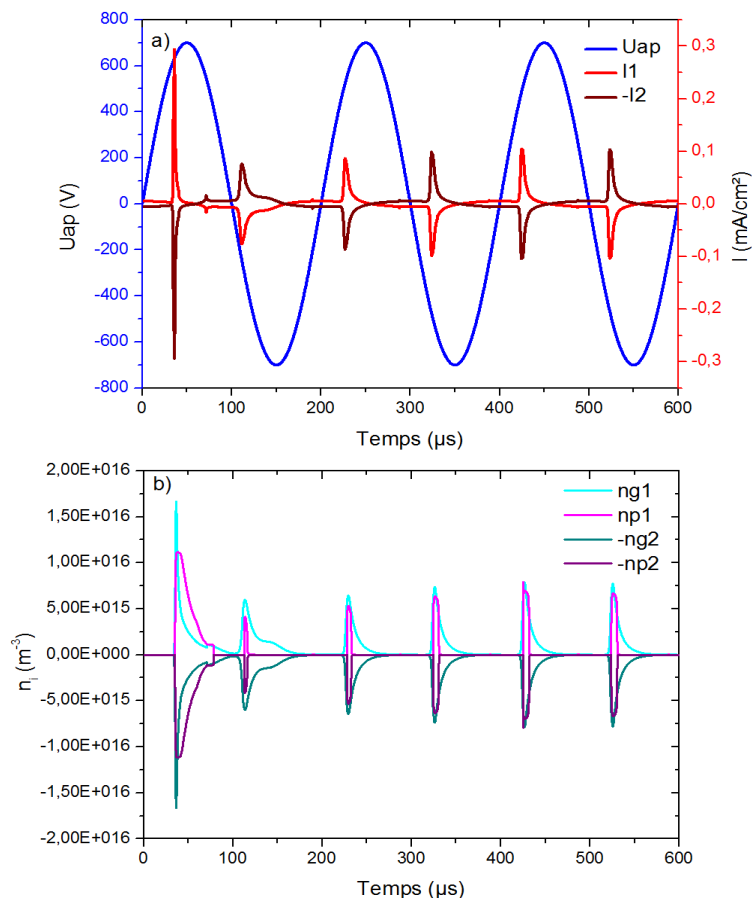


FIGURE D.6 – Modèle 0D. Évolution sur les trois premières périodes a) des courants et b) des densités dans chacune des deux cellules. Conditions initiales symétriques.

Sur les graphes précédents, les grandeurs concernant la cellule 2 sont prises égales à l'opposé de leurs vraies valeurs pour faciliter la comparaison avec celles de la cellule 1. L'observation du courant et des densités sur les trois premières alternances de tension montrent une évolution strictement identique pour chacune des cellules lorsque le même état initial de départ est choisi. Le régime permanent est atteint au bout de la troisième alternance pour les courants et les densités. Dans la suite, seule l'évolution du courant sera représentée.

Conditions initiales asymétriques

Au démarrage, les deux cellules sont dans des conditions non symétriques. La cellule 1 est éteinte (i) et la cellule 2 est dans des conditions de type luminescente (ii). Les résultats pour le courant sont présentés figure D.7.

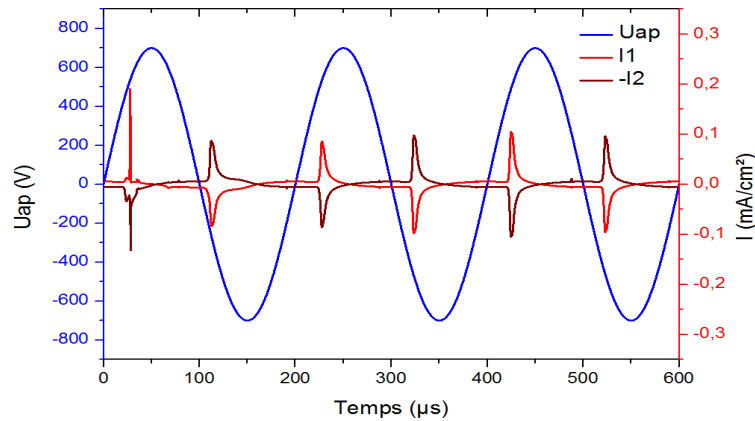


FIGURE D.7 – Modèle 0D. Courants avec conditions initiales asymétriques.

Seul le premier claquage de la première alternance est affecté significativement par l'écart dans les conditions initiales. Sur les alternances suivantes, l'écart sur les courants et les densités dans les deux cellules est faible et devient nul au bout de quelques alternances. Le régime permanent met le même temps à s'établir que pour le cas précédent.

Perturbation permanente asymétrique

Au démarrage, les deux cellules sont également dans des conditions non symétriques. La cellule 1 est éteinte (i) et la cellule 2 est également éteinte (i) mais présente un terme faible mais permanent de création d'ions en volume ($10^{13}m^{-3}s^{-1}$) dans la gaine. Les résultats pour le courant sont présentés figure D.8.

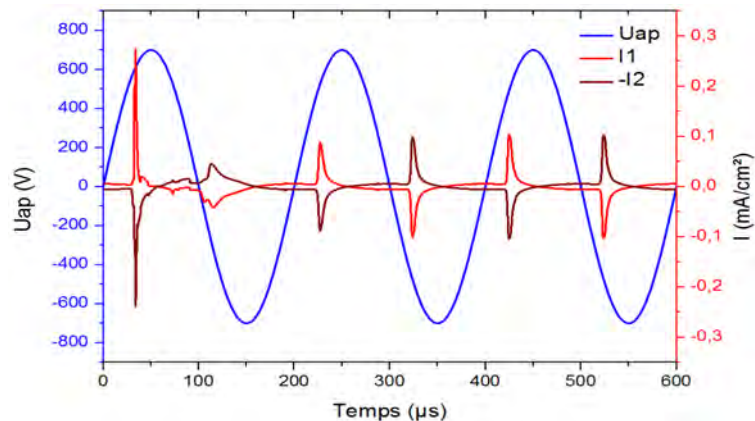


FIGURE D.8 – Modèle 0D. Courants avec conditions initiales asymétriques et source permanente d'ions sur la cellule 2.

Les conclusions sont les mêmes que pour le cas précédent. La source d'ions permanente impose cependant un léger écart permanent entre les densités et les courants même si ce n'est pas visible sur les graphes. Cela n'a pas d'effet notable sur le temps associé au régime transitoire ni sur les valeurs maximales des courants en régime permanent. Par contre, si l'intensité de la source est trop importante ($> 10^{13} m^{-3} s^{-1}$) le courant converge plus lentement vers un régime permanent stable.

D.2.3 États permanents et discussion

Les régimes permanents correspondant aux trois cas détaillés ci-dessus sont tous semblables. Le maximum de courant lors de chaque claquage avoisine les $0.1 mA$, les maxima de densité d'ions dans la gaine sont aux environs de $7.5 \cdot 10^{15} m^{-3}$ et légèrement moins pour la valeur de la densité de plasma.

Aucune forme de perturbation ne semble pouvoir déstabiliser le système au point d'observer deux régimes permanents différents pour les deux cellules. Quelle que soit la cellule considérée et la variable observée, le temps du transitoire est le même. Il semble donc que le couplage par le courant extérieur n'a aucun effet sur le comportement final des oscillateurs même si la perturbation de l'un influence la réponse de l'autre comme observé pendant les régimes transitoires. Tous ces résultats ne sont pas surprenants mais ils permettent d'initialiser la démarche de construction et de test du modèle spatialisé à deux cellules.

D.3 Couplages externe et interne à deux cellules

D.3.1 Principe

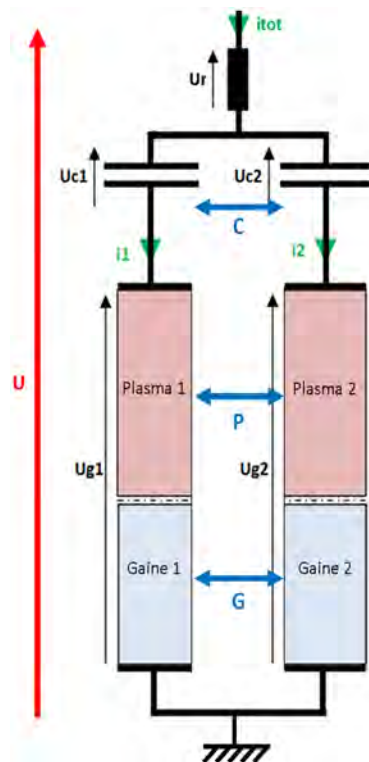


FIGURE D.9 – Schéma de deux modèles 0D couplés. Les lettres C , P et G représentent respectivement les couplages possibles par les diélectriques, le plasmas et la gaines.

Dans cette partie, toute la démarche concernant le couplage externe et explicitée précédemment est conservée. Des termes peuvent être arbitrairement ajoutés pour traduire le transport de

charges d'une cellule à l'autre et d'autres pour traduire la déformation du champ électrique lorsqu'il y a des filaments. Ces termes peuvent modéliser des couplages par les diélectriques, par la gaine et par le plasma. Ils sont associés à des mécanismes soit diffusifs, favorisant l'homogénéité, soit réactifs tendant au contraire à la rompre et sont proposés dans la suite.

D.3.2 Couplage diffusif seul

Le couplage diffusif de volume est traduit par un terme proportionnel à l'écart de densité de gaine pour les deux cellules. L'équation D.1 explicite le terme G_1 pour la cellule 1.

$$G_1 = k_G(n_{g2} - n_{g1}) \quad (D.1)$$

où k_G est une constante positive. Pour la cellule 2, le terme est identique mais de signe opposé tel que $G_2 = -G_1$ à tout instant. Ce terme est ajouté dans l'équation d'évolution de la densité d'ions dans la gaine $d_t n_{g,1} = \dots + G_1$.

Comme il s'agit d'un terme qui compense les écarts en densité de gaine des deux cellules, son influence peut être testée sur l'évolution de deux modèles couplés avec des conditions initiales asymétriques (i :éteinte / ii :luminescente) dans les mêmes conditions que dans la partie précédente. La figure D.10 présente les résultats pour différentes constantes de couplage sur la première période de tension appliquée.

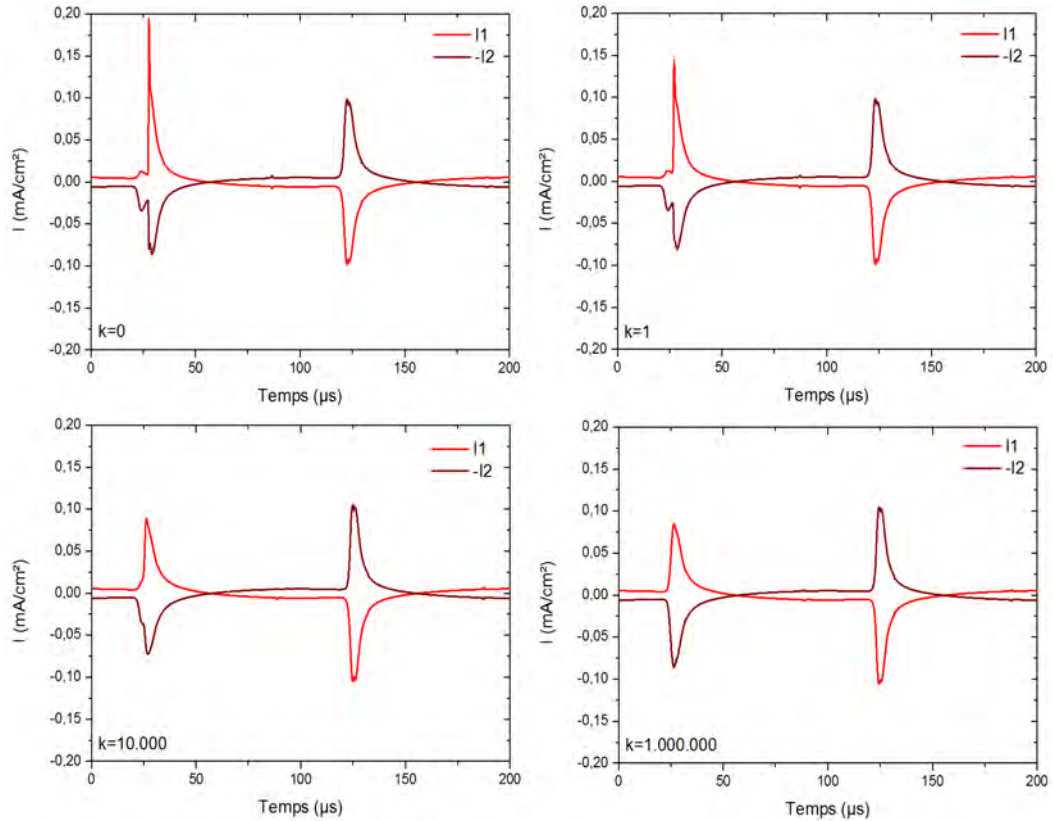


FIGURE D.10 – Modèle 0D. Variation de la constante de couplage k_G .

L'effet de l'ajout de ce terme de diffusion montre une tendance à rendre similaires les formes de courant par action sur les densités dans les gaines de chaque cellule. Un effet sur l'amplitude des pics de courant est notable pour $k = 1$ et un effet sur la symétrie est significatif pour $k > 1000$. L'observation des densités dans les gaines et les plasmas permet de conclure de la même manière. D'autre part, comme la gaine pilote la réponse de l'ensemble de la décharge notamment celle de la réponse en courant, le couplage par le plasma ne sera pas étudié.

D.3.3 Couplage réactif seul

Transport de charges

Un modèle de couplage réactif a pour objectif de favoriser et d'amplifier un écart portant sur la même variable dans chacune des cellules. Les charges accumulées sur les diélectriques sont plus facilement extractibles par rapport à un diélectrique nu. La conséquence est la génération de charges en volume dans l'axe où il y a les charges accumulées. Pour tenir compte de cet effet un terme correspondant à l'équation est ajouté D.2.

$$G'_1 = k'_G(U_{C1} - U_{C2}) \quad (D.2)$$

où k'_G est une constante positive. Cette équation dit que si la tension du condensateur de la cellule 1 (proportionnelle à la quantité de charges électriques accumulées sur le diélectrique 1) est plus grande que celle du condensateur de la cellule 2 alors des ions sont créés dans la gaine 1 et perdus dans la gaine 2. Il est ajouté dans l'équation d'évolution de la densité d'ions dans la gaine $d_t n_{g,1} = \dots + G'_1$. Le terme est identique est opposé pour la cellule 2 tel que $d_t n_{g,2} = \dots - G'_1$.

Il s'agit là d'un terme qui amplifie les écarts en densité de gaine des deux cellules et son influence peut être testée sur l'évolution de deux modèles couplés avec des conditions initiales asymétriques dans les mêmes conditions que le cas diffusif. La figure D.11 présente les résultats pour différentes constantes de couplage sur les quatre premières périodes de la tension appliquée. Les conditions de départ sont un régime permanent luminescent avec un écart sur les densités d'ions dans la gaine ajouté artificiellement comme une perturbation.

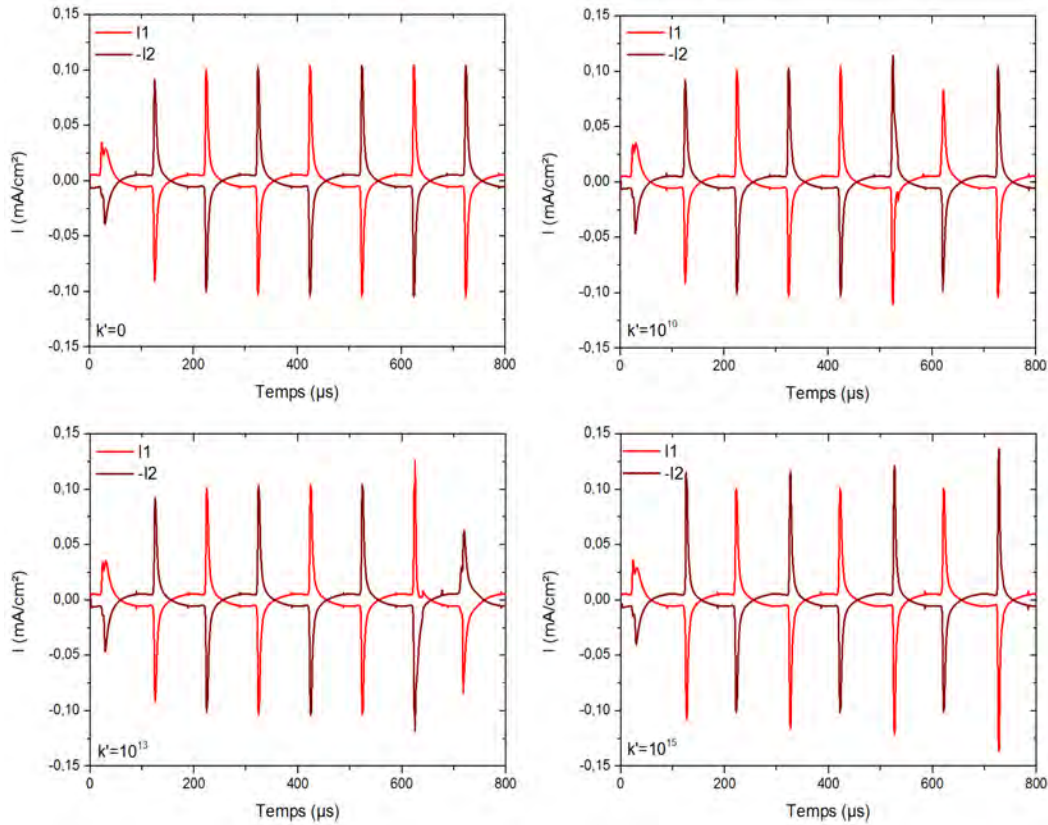


FIGURE D.11 – Modèle 0D. Variation de la constante de couplage k'_G .

Comme souhaité, le terme de réaction induit des instabilités qui influencent le courant et les densités dans les décharges de telle sorte qu'il n'est pas possible d'observer des régimes permanents bien définis, que ce soit pour les courants ou les densités. D'une demi-alternance à l'autre, des changements d'amplitude des pics de courant sont observables et surviennent d'une

manière qui semble aléatoire et asymétrique. Si le calcul est effectué sur un temps plus long, la simulation finit souvent par s'arrêter pour cause d'erreurs de calculs. Le test a aussi été réalisé à 20 kHz et donne des résultats semblables. Le test avec diffusion permettra peut-être de rendre celui-ci moins explosif.

Transfert de champ électrique

Le code numérique 2D permet d'observer que lors d'un régime permanent filamentaire, le champ électrique est déformé et la majorité des lignes de champ se concentrent au niveau des filaments formés. Il est alors possible de penser le champ comme une quantité transportable spatialement d'une cellule à l'autre. L'équation D.3 permet de rendre compte de cet effet.

$$G_1'' = k_G''(E_{g1} - E_{g2}) \quad (\text{D.3})$$

où k_G'' est une constante positive. Cette équation dit que si le champ est plus fort d'un côté alors il va se renforcer de ce côté là. Ce terme est ajouté dans l'équation d'évolution du champ électrique dans la gaine $d_t E_{g1} = \dots + G_1''$. Le terme E_{g1} représente le champ dans la gaine 1 et E_{g2} celui dans la gaine 2. G_2'' est pris égal et opposé à G_1'' . Contrairement au cas précédent, un régime permanent est obtenu et pour une période de la tension appliquée. Les tensions gaz et les courants sont détaillés figure D.12.

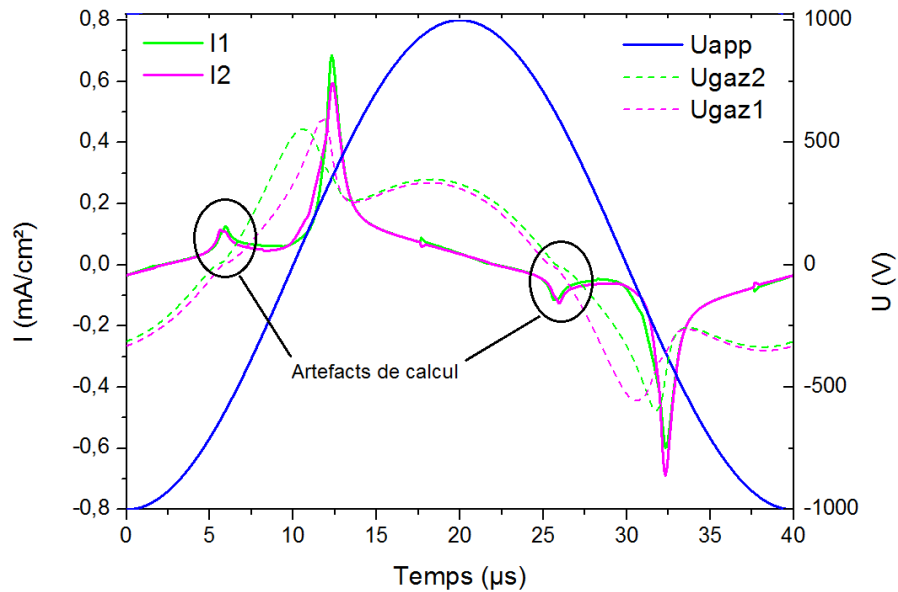


FIGURE D.12 – Modèle 0D. Régime permanent obtenu à 25kHz avec $k''=2.7e5$.

La fréquence a été choisie à 25kHz car aucune déstabilisation n'a été trouvée à 5kHz. L'observation des courants montre un changement de la forme du pic toutes les 20µs soit une demi-période de la tension appliquée. De plus, sur les demi-alternances positives, le courant 1 présente un pic de courant dont le maximum est supérieur au courant 2. Sur les demi-alternances négatives c'est l'inverse qui se produit avec le courant 2 qui est toujours supérieur au courant 1. Les premiers petits pics de courant à 6µs et 26µs sont des artefacts liés au moment du changement de signe du champ électrique dans le calcul 0D.

Ce régime s'apparente à un régime quinconce avec deux décharges luminescentes. Une augmentation du couplage permet d'intensifier ce décalage mais comme précédemment, le processus de calcul 0D est assez sensible à de petites variations du terme de couplage et plante rapidement si la constante de couplage est trop grande. Ici aussi, l'ajout du terme diffusif va peut-être aider à modérer les instabilités.

D.3.4 Couplage réacto-diffusif

Les résultats précédents montrent que d'un côté la diffusion tend à stabiliser et rendre similaire les comportements des deux parties, et de l'autre, l'ajout d'un terme réactif tend à rendre le calcul instable et les grandeurs observées imprévisibles dans leurs évolutions. L'utilisation d'un terme de diffusion de particules combiné à un terme de réaction lié à la tension gaz ne donne pas de résultats s'apparentant à des régimes permanents déstabilisés. Le terme de réaction par le champ électrique semble plus appropriée pour décrire l'instabilité à la vue des résultats présentés ci-dessous. Dans cette partie, l'objectif est de trouver l'ensemble des valeurs pour k et k'' permettant d'observer une déstabilisation asymétrique permanente.

La figure D.13 présente les résultats obtenus dans un digramme $k''=f(k)$.

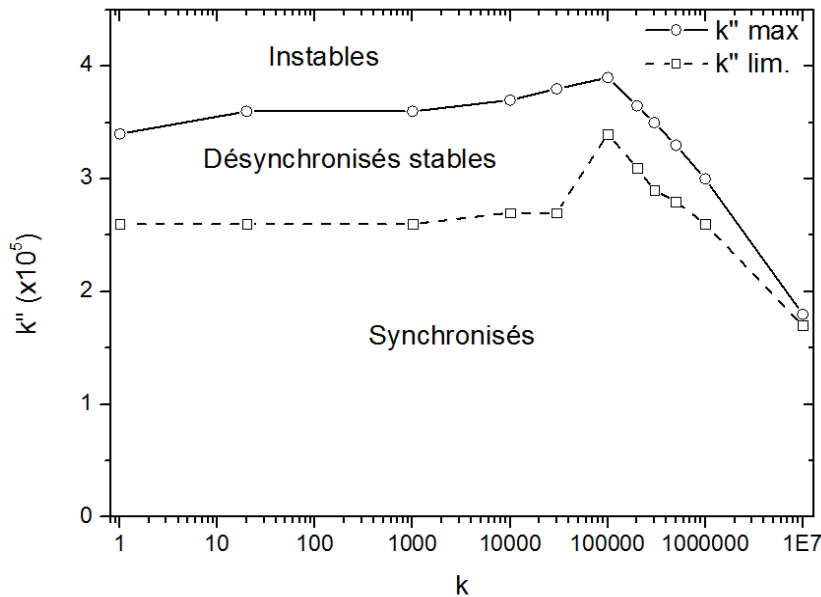


FIGURE D.13 – Modèle 0D, néon, 95Torr, 25kHz, 1000V, géométrie tube 1D. Régime permanents obtenus pour différentes valeurs de k (diffusion) et k'' (réaction champ E).

Les conditions initiales sont d'abord prises identiques au régime permanent obtenus dans ces conditions. Une légère asymétrie est ajoutée au départ sur la cellule 2 en diminuant de 3% les valeurs de la densité de gaine et du champ à la cathode par rapport à la cellule 1. Les valeurs des coefficients sont ensuite modifiées de manière à réaliser le diagramme. Les résultats observés sont au nombre de trois. Dans la partie basse, les valeurs des densités et des champs convergent pour donner une oscillation identique sur chaque cellule. Cette zone correspond à un couplage réactif en champ faible. Lorsque le couplage réactif est augmenté entre $2,5 \cdot 10^5$ et $3,5 \cdot 10^5$ avec des valeurs de k comprises entre 1 et 30000, un régime permanent désynchronisé est observable. Au delà, la forme de courant tend au bout de quelques alternances vers une solution non physique. Les conditions de simulation choisies correspondent à un cas filamentaire avec le modèle 2D. Il semble donc que les valeurs de k et k'' compatibles avec les résultats numériques 2D doivent être situées dans la zone intermédiaire de désynchronisation stable.

La figure D.14 illustre trois formes de courant obtenues pour $k = 1000$ et pour trois valeurs de k'' . La période des courants est égale à la période de la tension soit $40\mu s$. Les courants dans la cellule 2 sont égaux à ceux présentés ici avec un décalage sur le motif d'une demi-période. Cela ne change rien pour le cas en rouge à $2,7 \cdot 10^5$ mais pour les autres, lorsqu'une cellule présente deux pics de courant, l'autre n'en a qu'un seul. Ces résultats montrent que pour un même coefficient de diffusion, la variation dans le terme de réaction induit des régimes permanents alternés. La valeur du coefficient de réaction la plus faible est associée à un courant monophasé tandis que les deux autres correspondent à des régimes multiphasés.

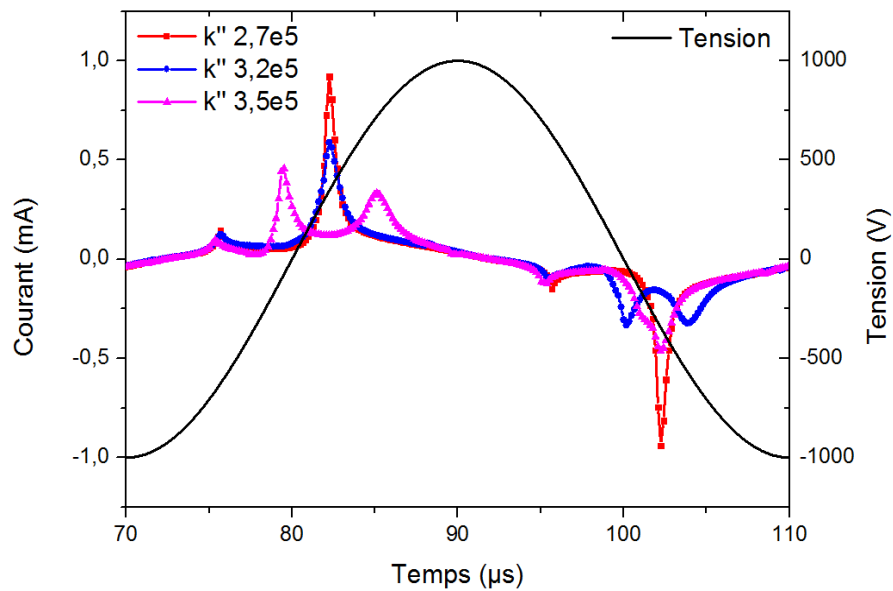


FIGURE D.14 – Modèle 0D, néon, 95Torr, 25kHz, 1000V, géométrie tube 1D. Régime permanents obtenus dans la cellule 1 pour $k=1000$ et $k''= 2.7e5, 3.2e5$ et $3.5e5$.

D.4 Bilan et perspectives

D.4.1 Bilan

La mise en parallèle de deux modèles 0D soumis à la même source de tension a montré qu'il était possible d'observer une déstabilisation dans les formes de courant. L'ajout d'un terme réactif a montré que des instabilités pouvaient apparaître sous formes de variations d'amplitude des courants aléatoires et non symétriques dans chaque cellule et d'autre par qu'il était possible d'observer des régimes permanents non symétriques. Deux types de réactions ont été testées d'abord seules et les deux ont permis d'observer des instabilités. La première, traduisant l'effet des charges accumulées sur les surfaces, n'a pas montré de résultats convaincants avec le terme diffusif. La deuxième, traduisant une déformation latérale du champ électrique, a montré l'existence de régimes permanents non symétriques ce qui semble être une piste plus intéressante. Ceci pourrait suggérer que la déformation du champ en volume est la source des instabilités (non linéarité de la multiplication électronique) et que les effets liés aux charges (transport, accumulation) ne sont que secondaires.

A ce stade, ces résultats n'ont pas apporté d'éléments probants à la problématique de la thèse ce qui explique le placement en annexe du chapitre. Malgré cela, le fait d'avoir été en présence d'instabilités offre des perspectives quant à la poursuite de ce travail.

D.4.2 Perspectives

Cette étape est dans la continuité du travail précédent et traduit le passage 1D avec plus de modèles en parallèle et justifié par l'existence de couples k/k'' permettant l'observation de régimes désynchronisés. La figure D.15 illustre la mise en parallèle de cellules de modèles 0D à une seule dimension.

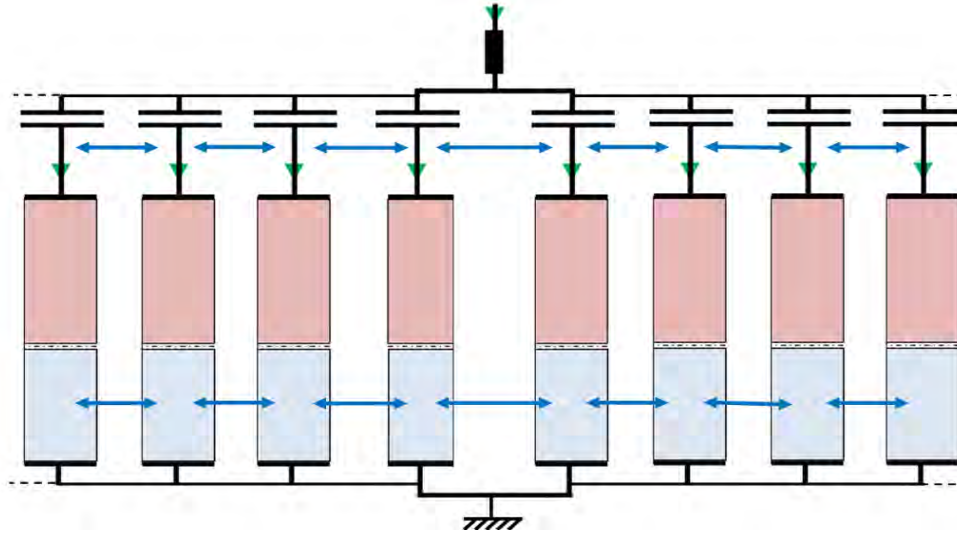


FIGURE D.15 – Chaîne 1D de cellules 0D couplées.

A plus long terme et si les résultats à 1D sont concluants, il est également envisageable de passer sur un réseau 2D parallèle de manière à simuler une décharge entre deux électrodes planes.

Références

- [1] D. Tabor, *Gases, liquids and solids : and other states of matter*. Cambridge University Press, 1991.
- [2] J. roux Dimitri, “Etats de la matière.” <http://physiquechimiecollege.eklablog.com>.
- [3] F. Haas, *Introduction*. Springer, 2011.
- [4] J.-M. Rax, *Physique des plasmas : cours et applications*. Paris : Dunod, 2005.
- [5] C. Boniface, *Modélisation et diagnostic d’un propulseur à effet Hall pour satellites : configuration magnétique et nouveaux concepts*. PhD thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2006.
- [6] T. Sharda, M. Rahaman, Y. Nukaya, T. Soga, T. Jimbo, and M. Umeno, “Structural and optical properties of diamond and nano-diamond films grown by microwave plasma chemical vapor deposition,” *Diamond and Related Materials*, vol. 10, no. 3, pp. 561–567, 2001.
- [7] H. Ton, “Physical properties of the plasma-mig welding arc,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 8, no. 8, p. 922, 1975.
- [8] M. Stadler, M. Masquère, P. Freton, X. Franceries, and J. Gonzalez, “Experimental characterization of the weld pool flow in a tig configuration,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 550, no. 1, pp. 12005–12012, 2014.
- [9] L. F. Weber, “History of the plasma display panel,” *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 2, pp. 268–278, 2006.
- [10] M. D. Winsor, “Planar fluorescent lamp with metal body and serpentine channel,” Dec. 26 1995. US Patent 5,479,069.
- [11] E. E. Hammer and T. K. McGowan, “Characteristics of various f40 fluorescent systems at 60 hz and high frequency,” *Industry Applications, IEEE Transactions on*, no. 1, pp. 11–16, 1985.
- [12] K. Tsutsui, K. Nishizawa, and S. Ikeda, “Plasma surface treatment of an organic pigment,” *JCT, Journal of coatings technology*, vol. 60, no. 765, pp. 107–112, 1988.
- [13] J.-O. Chae, “Non-thermal plasma for diesel exhaust treatment,” *Journal of Electrostatics*, vol. 57, no. 3, pp. 251–262, 2003.
- [14] N. J. Fisch, “Confining a tokamak plasma with rf-driven currents,” *Physical Review Letters*, vol. 41, no. 13, p. 873, 1978.
- [15] R. Arora, “Mécanisme de claquage.” <http://nptel.ac.in>.
- [16] J. W. Gewartowski and H. A. Watson, “Principles of electron tubes,” 1965.
- [17] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, “Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 47, pp. B577–B588, Dec. 2005.
- [18] F. Massines, P. Segur, N. Gherardi, C. Khamphan, and A. Ricard, “Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure : diagnostics and modelling,” *Surface and Coatings Technology*, vol. 174, pp. 8–14, 2003.

- [19] F. Massines and G. Gouda, "A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 31, no. 24, p. 3411, 1998.
- [20] N. Gherardi, G. Gouda, E. Gat, A. Ricard, and F. Massines, "Transition from glow silent discharge to micro-discharges in nitrogen gas," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 9, no. 3, p. 340, 2000.
- [21] W. Siemens, "Ueber die elektrostatische induction und die verzögerung des stroms in flaschendrahten," *Annalen der Physik*, vol. 178, no. 9, pp. 66–122, 1857.
- [22] B. Eliasson, M. Hirth, and U. Kogelschatz, "Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 20, no. 11, p. 1421, 1987.
- [23] M. Berthelot, "Sur la formation et la décomposition des composés binaires par l'effluve électrique," *Comptes rendus*, vol. 82, pp. 1360–1363, 1876.
- [24] H. Moreno Saavedra, M. Pacheco, J. Pacheco-Sotelo, C. Torres Reyes, and J. Diaz Gomez, "Modeling and Experimental Study on Nitric Oxide Treatment Using Dielectric Barrier Discharge," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 35, pp. 1533–1540, Oct. 2007.
- [25] K. Pochner, W. Neff, and R. Lebert, "Atmospheric pressure gas discharges for surface treatment," *Surface and Coatings Technology*, vol. 74, pp. 394–398, 1995.
- [26] M. Kuzumoto, S. Ogawa, M. Tanaka, and S. Yagi, "Fast axial flow co₂ laser excited by silent discharge," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 26, no. 6, pp. 1130–1134, 1990.
- [27] G. Auday, J. Zhang, and D. Duron, "Flat uv lamp with coplanar discharge and uses thereof," Aug. 10 2006. US Patent App. 12/064,153.
- [28] T. Beaudette, P. Guillot, P. Belenguer, T. Callegari, and G. Auday, "Experimental characterization of dielectric barrier discharges for mercury free flat lamps," *Europhysics conference abstracts ECA*, vol. 30, no. G, p. 317, 2006.
- [29] Targetti, "Lampe plane." <http://www.targetti.fr/>.
- [30] L. Viatour, "Boule plasma." <http://fr.academic.ru>.
- [31] A. Khuong, *Modèle comportemental de la dynamique de construction de la structure épigée du nid chez la fourmi Lasius niger : approches expérimentales et théoriques*. PhD thesis, Toulouse 3, 2013.
- [32] J. Gautrais, C. Jost, and G. Theraulaz, "Key behavioural factors in a self-organised fish school model," *Annales Zoologici Fennici*, vol. 45, no. 5, pp. 415–428, 2008.
- [33] S. Kondo, "The reaction-diffusion system : a mechanism for autonomous pattern formation in the animal skin," *Genes to Cells*, vol. 7, no. 6, pp. 535–541, 2002.
- [34] B. Hallet, "On geomorphic patterns with a focus on stone circles viewed as a free-convection phenomenon," in *Irreversible phenomena and dynamical systems analysis in geosciences*, pp. 533–553, Springer, 1987.
- [35] C. Bowman and A. C. Newell, "Natural patterns and wavelets," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, pp. 289–301, Jan 1998.
- [36] T. Börzsönyi, R. E. Ecke, and J. N. McElwaine, "Patterns in Flowing Sand : Understanding the Physics of Granular Flow," *Physical Review Letters*, vol. 103, Oct. 2009.
- [37] J. R. D. Lépine, Y. N. Mishurov, and S. Y. Dedikov, "A New Model for the Spiral Structure of the Galaxy : Superposition of 2-and 4-armed Patterns," *The Astrophysical Journal*, vol. 546, no. 1, p. 234, 2001.
- [38] S. Ciliberto, E. Pampaloni, and C. Perez-Garcia, "Competition between different symmetries in convective patterns," *Physical review letters*, vol. 61, no. 10, p. 1198, 1988.

- [39] J. Zhang, S. Childress, and A. Libchaber, “Non-boussinesq effect : Thermal convection with broken symmetry,” *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 9, no. 4, pp. 1034–1042, 1997.
- [40] A. Zaikin and A. Zhabotinsky, “Concentration wave propagation in two-dimensional liquid-phase self-oscillating system,” *Nature*, vol. 225, no. 5232, pp. 535–537, 1970.
- [41] Anima-science, “Réaction de Belousiv-Zhabotinsky.” <http://www.anima-science.fr>.
- [42] A. M. Turing, “The chemical basis of morphogenesis,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B : Biological Sciences*, vol. 237, no. 641, pp. 37–72, 1952.
- [43] P. Chossat, “Les mathématiques de la morphogénèse (I)” — Images des Mathématiques, CNRS, 2012.” <http://images.math.cnrs.fr/Les-mathematiques-de-la.html>.
- [44] J. E. Pearson, “Complex patterns in a simple system,” *Science*, vol. 261, no. 5118, pp. 189–192, 1993.
- [45] K. J. Lee, W. McCormick, Q. Ouyang, and H. L. Swinney, “Pattern formation by interacting chemical fronts,” *Science*, vol. 261, no. 5118, pp. 192–194, 1993.
- [46] J. lidbeck, “Gray-scott reaction diffusion.” <http://www.aliensaint.com/uo/java/rd/>.
- [47] H.-G. Purwins, H. Bödeker, and S. Amiranashvili, “Dissipative solitons,” *Advances in Physics*, vol. 59, no. 5, pp. 485–701, 2010.
- [48] Y. P. Raizer and J. E. Allen, *Gas discharge physics*, vol. 2. Springer Berlin, 1997.
- [49] J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical breakdown of gases*. Pas d’éditeur, 1978.
- [50] B. Bernecker, *Formation de structures et phénomènes d’auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2010.
- [51] B. Bernecker, T. Callegari, S. Blanco, R. Fournier, and J. Boeuf, “Hexagonal and honeycomb structures in dielectric barrier discharges,” *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 47, no. 2, p. 22808, 2009.
- [52] B. Bernecker, T. Callegari, and J. P. Boeuf, “Evidence of a new form of self-organization in DBD Plasmas : the quincunx structure,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 44, p. 262002, July 2011.
- [53] I. Brauer, M. Bode, E. Ammelt, and H.-G. Purwins, “Traveling pairs of spots in a periodically driven gas discharge system : Collective motion caused by interaction,” *Physical review letters*, vol. 84, no. 18, p. 4104, 2000.
- [54] J. P. Boeuf, B. Bernecker, T. Callegari, S. Blanco, and R. Fournier, “Generation, annihilation, dynamics and self-organized patterns of filaments in dielectric barrier discharge plasmas,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 24, p. 244108, 2012.
- [55] L. Stollenwerk, S. Amiranashvili, and H.-G. Purwins, “Forced random walks with memory in a glow mode dielectric barrier discharge,” *New Journal of Physics*, vol. 8, pp. 217–217, Sept. 2006.
- [56] X. Duan, J. Ouyang, X. Zhao, and F. He, “Pattern formation and boundary effect in dielectric barrier glow discharge,” *Physical Review E*, vol. 80, July 2009.
- [57] L. Dong, L. Liu, Y. Wang, H. Yue, and X. Li, “Spatiotemporal correlation between microdischarges in concentric ring pattern in dielectric barrier discharge at atmospheric pressure,” *Physics of Plasmas*, vol. 19, no. 6, p. 062308, 2012.
- [58] D. G. Boyers, “Plasma bubble domains : A magnetic bubble analog,” *Applied Physics Letters*, vol. 41, no. 1, p. 28, 1982.

- [59] I. Radu, R. Bartnikas, G. Czeremuszkin, and M. Wertheimer, “Diagnostics of dielectric barrier discharges in noble gases : atmospheric pressure glow and pseudoglow discharges and spatio-temporal patterns,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 31, pp. 411–421, June 2003.
- [60] S.-W. Xu, F. He, Y. Wang, L. Li, and J.-T. Ouyang, “Effect of volume and surface charges on discharge structure of glow dielectric barrier discharge,” *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 8, p. 083515, 2013.
- [61] W. Breazeal, K. M. Flynn, and E. G. Gwinn, “Static and dynamic two-dimensional patterns in self-extinguishing discharge avalanches,” *Physical Review E*, vol. 52, no. 2, p. 1503, 1995.
- [62] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, “Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges,” *European physical journal. Applied physics*, vol. 47, no. 2, p. 1819, 2009.
- [63] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. B. Gadri, P. Ségur, and C. Mayoux, “Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier,” *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 6, p. 2950, 1998.
- [64] T. Martens, A. Bogaerts, W. J. M. Brok, and J. V. Dijk, “The dominant role of impurities in the composition of high pressure noble gas plasmas,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 4, p. 041504, 2008.
- [65] Y. Wang and D. Wang, “Influence of impurities on the uniform atmospheric-pressure discharge in helium,” *Physics of Plasmas*, vol. 12, no. 2, p. 023503, 2005.
- [66] Z. Navrátil, R. Brandenburg, D. Trunec, A. Brablec, P. Stahel, H.-E. Wagner, and Z. Kopecky, “Comparative study of diffuse barrier discharges in neon and helium,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 15, pp. 8–17, Feb. 2006.
- [67] R. Brandenburg, Z. Navrátil, J. Jánský, P. St’ahel, D. Trunec, and H.-E. Wagner, “The transition between different modes of barrier discharges at atmospheric pressure,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 42, p. 085208, Apr. 2009.
- [68] F. Penning, “Über ionisation durch metastabile atome,” *Naturwissenschaften*, vol. 15, no. 40, pp. 818–818, 1927.
- [69] C. Punset, J.-P. Boeuf, and L. Pitchford, “Two-dimensional simulation of an alternating current matrix plasma display cell : Cross-talk and other geometric effects,” *Journal of applied physics*, vol. 83, no. 4, pp. 1884–1897, 1998.
- [70] J.-P. Boeuf, “Numerical model of rf glow discharges,” *physical Review A*, vol. 36, no. 6, p. 2782, 1987.
- [71] H. K. Gummel, “A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 11, no. 10, pp. 455–465, 1964.
- [72] D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, “Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 16, no. 1, pp. 64–77, 1969.
- [73] A. Phelps, Z. L. Petrović, and B. Jelenković, “Oscillations of low-current electrical discharges between parallel-plane electrodes. iii. models,” *Physical Review E*, vol. 47, no. 4, p. 2825, 1993.
- [74] Y. B. Golubovskii, V. Maiorov, J. Behnke, and J. Behnke, “Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 35, no. 8, p. 751, 2002.
- [75] N. Naudé, J. Cambronne, N. Gherardi, and F. Massines, “Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure townsend discharge to a filamentary discharge,” *Journal of physics D : applied physics*, vol. 38, no. 4, p. 530, 2005.

- [76] D. Nikandrov and L. Tsendin, “Low-frequency dielectric-barrier discharge in the townsend mode,” *Technical Physics*, vol. 50, no. 10, pp. 1284–1294, 2005.
- [77] D. D. Hsu and D. B. Graves, “Microhollow cathode discharge stability with flow and reaction,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 36, no. 23, p. 2898, 2003.
- [78] N. Naudé, J.-P. Cambronne, N. Gherardi, and F. Massines, “Electrical model of an atmospheric pressure townsend-like discharge (aptd),” *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 29, no. 02, pp. 173–180, 2005.
- [79] I. Enache, N. Naudé, J. Cambronne, N. Gherardi, and F. Massines, “Electrical model of the atmospheric pressure glow discharge (apgd) in helium,” *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 33, no. 01, pp. 15–21, 2006.
- [80] R. L. F. D. L. Bitzer, and H. Slottow, “The device characteristics of the plasma display element,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 18, no. 9, pp. 642–649, 1971.
- [81] J. Boeuf, “Plasma display panels : physics, recent developments and key issues,” *Journal of physics D : Applied physics*, vol. 36, no. 6, p. R53, 2003.
- [82] E. Ammelt, Y. A. Astrov, and H.-G. Purwins, “Stripe (turing) structures in a two-dimensional gas discharge system,” *Physical Review E*, vol. 55, no. 6, p. 6731, 1997.
- [83] M. C. Bouzidi, *Etude d’une DBD homogène dans l’azote à pression atmosphérique : effet mémoire et optimisation du transfert de puissance*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2013.
- [84] A. Rabehi, *Modélisation auto-cohérente du fonctionnement d’une cellule de panneau de visualisation à plasma monochrome*. PhD thesis, Toulouse 3, 1990.
- [85] T. D. Märk and H. Oskam, “Production and loss of $n\ 2+$, $ne+$ and $ne\ 2+$ during the decay period of plasmas produced in neon-nitrogen mixtures,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 247, no. 1, pp. 84–94, 1971.
- [86] Y. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke, and J. F. Behnke, “Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 35, no. 8, p. 751, 2002.
- [87] G. Hagelaar and L. Pitchford, “Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, no. 4, p. 722, 2005.
- [88] H. Ellis, R. Pai, E. McDaniel, E. Mason, and L. Viehland, “Transport properties of gaseous ions over a wide energy range,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 17, no. 3, pp. 177–210, 1976.
- [89] H.-G. Purwins and C. Radehaus, “Pattern formation on analogue parallel networks,” in *Neural and synergetic computers*, pp. 137–154, Springer, 1988.

Résumé

Une décharge à barrière diélectrique (DBD) provenant d'un claquage de type Townsend et entretenue dans un régime luminescent peut aboutir à une décharge d'apparence homogène ou filamentaire. Grâce à une importante variété de structures filamenteuses observables et à leurs similarités avec les structures observées dans d'autres domaines, les DBD sont d'un grand intérêt en dynamique des systèmes non linéaires.

Numériques ou expérimentaux, les moyens d'études de systèmes complexes se doivent d'être en premier lieu fiables et simples. Une grande partie du temps de cette thèse a consisté à mettre en place un dispositif expérimental permettant d'obtenir des résultats reproductibles et à élaborer un code numérique de décharge à zéro dimension permettant des calculs rapides tout en conservant la physique essentielle des décharges. Un code fluide à deux dimensions préexistant a aussi été utilisé. Ces trois outils, par leurs complémentarités et leurs versatilités propres, ont offert des possibilités d'investigations plus poussées qu'auparavant.

La question principale posée au début de la thèse concerne l'origine de l'instabilité d'une décharge menant à une structuration spatiale. Pour y répondre, une des études visa à regarder l'influence de l'ajout d'une impureté sur les paramètres expérimentaux observables grâce à la combinaison de résultats expérimentaux et numériques. Les décharges ont été réalisées dans les gaz rares tels que l'hélium, le néon et l'argon et l'impureté ajoutée est de l'azote. L'un des principaux résultats montre que dans le néon, l'effet Penning joue un rôle central dans la structuration. D'autres travaux menés en parallèle ont entre autres visé à identifier les facteurs responsables de la taille des filaments ou à aborder la spatialisation d'une décharge à partir de modèles 0D couplés.

Abstract

Dielectric Barrier Discharge (DBD) starting from Townsend breakdown and used in glow discharge regime can lead to homogenous discharge or patterned discharge. Due to a large variety of observed structures and their similarity with other domains, DBD are of great scientific interest in non-linear dynamics systems.

Numerical calculations or experimental studies of complex systems need to be simple and reliable. A great part of this thesis work was to improve an experimental device to obtain reproducible results and to develop a zero dimension numerical model performing faster calculations retaining the essential discharges physic. A two dimensions preexisting model was also used. These three tools, by their complementarity and their versatilities, allowed us to go further in understanding discharge mechanisms.

In the beginning of this work, one of the main questions was : "What is responsible for instability in a dielectric barrier discharge leading to spatial structure?". To answer, one of the studies consisted to add an impurity in a discharge and to look the consequences combining numerical and experimental devices. Discharges were performed in rare gas such as helium, neon and argon and nitrogen was used as an impurity. One of the main results shows that Penning effect plays a central role in discharges structuring. Other studies consisted of identifying the factors responsible for the size of the filaments or to approach the spatialization of a discharge from coupled 0D models.