



HAL
open science

Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience

Nicolas Naudé

► **To cite this version:**

Nicolas Naudé. Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT: . tel-00601053

HAL Id: tel-00601053

<https://theses.hal.science/tel-00601053v1>

Submitted on 16 Jun 2011

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.

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER
U.F.R. Physique Chimie Automatique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Spécialité : Génie Electrique.

par

Nicolas NAUDE

**ETUDE ELECTRIQUE DE LA PHYSIQUE D'UNE DECHARGE DE
TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE ET DE SON
INTERACTION AVEC UN GENERATEUR :
MODELE ET EXPERIENCE**

Soutenue le 21 octobre 2005 devant la commission d'examen composée de :

J.P. Cambronne,	Professeur à l'Université Paul Sabatier, Toulouse	Directeur de Thèse
N. Gherardi	Chargé de recherche CNRS, LGET, Toulouse	
C. Glaize,	Professeur à l'Université Montpellier II	Rapporteur
C. Laux,	Professeur à l'Ecole Centrale Paris	
F. Massines,	Directeur de recherche CNRS, LGET, Toulouse	Directrice de Thèse
V. Puech,	Directeur de recherche CNRS, LPGP, Orsay	Rapporteur
G. Touchard,	Professeur à l'Université de Poitiers	Président

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER
U.F.R. Physique Chimie Automatique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Spécialité : Génie Electrique.

par

Nicolas NAUDE

**ETUDE ELECTRIQUE DE LA PHYSIQUE D'UNE DECHARGE DE
TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE ET DE SON
INTERACTION AVEC UN GENERATEUR :
MODELE ET EXPERIENCE**

Soutenue le 21 octobre 2005 devant la commission d'examen composée de :

J.P. Cambronne,	Professeur à l'Université Paul Sabatier, Toulouse	Directeur de Thèse
N. Gherardi	Chargé de recherche CNRS, LGET, Toulouse	
C. Glaize,	Professeur à l'Université Montpellier II	Rapporteur
C. Laux,	Professeur à l'Ecole Centrale Paris	
F. Massines,	Directeur de recherche CNRS, LGET, Toulouse	Directrice de Thèse
V. Puech,	Directeur de recherche CNRS, LPGP, Orsay	Rapporteur
G. Touchard,	Professeur à l'Université de Poitiers	Président

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse (UMR_5003) sous la direction de Madame Françoise Massines et Monsieur Jean-Pascal Cambronne.

Je leur présente mes remerciements les plus sincères pour m'avoir fait confiance, encouragé et conseillé, tout en me laissant une grande liberté durant ces quatre années. Vous m'avez permis de trouver ma voie, c'est en très grande partie grâce à vous que je sais maintenant ce que je veux réellement faire ...

Je remercie Monsieur Gérard Touchard, Professeur à l'Université de Poitiers et président du jury.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Christian Glaize, Professeur à l'Université de Montpellier, et à Monsieur Vincent Puech, Directeur de Recherche au CNRS, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail et en participant à ce jury en tant que rapporteurs.

Je tiens également à exprimer à Monsieur Christophe Laux, Professeur à l'Ecole Centrale, mes remerciements sincères pour avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse.

Le réacteur sur lequel ce travail a été réalisé est l'œuvre de Monsieur Alain Boulanger. Je tiens à lui exprimer ma plus vive gratitude pour sa disponibilité et ses conseils.

Je veux associer à ces remerciements l'ensemble du personnel technique et administratif du Laboratoire qui, de près ou de loin, a apporté sa contribution à la construction de ce mémoire.

Je tiens également à remercier tous mes camarades du Laboratoire, pour leur soutien, leur disponibilité et leur sympathie. Je tiens à remercier tout particulièrement Antonella, Christel, Eddy, Es-Sebbar, Fiorenza, Ionut, Mohamad, Serge, Steve, ...

Une mention toute particulière doit être attribuée à Nicolas Gherardi, qui de collègue de bureau est devenu un vrai ami. Un ami qui m'a tout autant apporté par sa présence indéfectible dans les moments difficiles que par le plaisir authentique à partager avec lui les moments de réussite et de joie.

Et parce que durant cette thèse j'ai également eu la chance de pouvoir intervenir en enseignement, en qualité de moniteur puis d'ATER, j'apporte mes plus sincères remerciements à : Bruno Jammes, Michel Negre, Neermalsing Sewraj, Olivier Eichwald, Patrick Danes, Pierre Bidan, ...

Je ne saurais oublier ma mère qui a toujours respecté et soutenu mes choix. C'est en grande partie grâce à elle si je suis arrivé jusque là, qu'elle trouve dans cette réussite le résultat de sa confiance et de son amour. Mes pensées vont aussi vers Daniel qui s'est toujours intéressé, tout au long de ces années, à mon travail et a su m'apporter ses encouragements.

Enfin, « last but not least » je remercie Florence pour sa patience et son soutien durant cette aventure. C'est grâce à elle que j'ai pu aller au bout en restant serein malgré les difficultés et le temps qui passait trop vite ...

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITES	5
I. Plasmas froids et traitement de surface	5
I-1. Qu'est ce qu'un plasma froid ?	5
I-2. Quels sont les traitements de surface réalisables avec un plasma froid ?	7
I-2-1. Activation de surface	7
I-2-2. Dépôt de couches minces.....	8
I-2-3. Gravure et Nettoyage	9
I-2-4. Stérilisation	9
I-2-5. Synthèse.....	10
II. Spécificités de la pression atmosphérique	11
II-1. Claquage de type streamer.....	11
II-2. Comment éviter la transition à l'arc ?.....	12
II-2-1. Micro-hollow cathode (MHCD).....	13
II-2-2. Décharges couronnes.....	15
II-2-3. Limitation du courant fourni par l'alimentation	16
II-2-4. Décharges contrôlées par barrières diélectriques.....	17
a) Principe	18
b) Configurations typiques de DBD.....	19
c) Application industrielle : le procédé Corona.....	20
II-3. Décharge filamentaire.....	21
II-4. Décharges homogènes	22
II-4-1. Claquage de type streamer : Décharge homogène par couplage de streamers.....	22
II-4-2. Claquage de type Townsend : Décharge Luminescente	24
a) Principe	24
b) Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique (DLPA)	25
III. Les différents modèles de décharge	28
III-1. Modèles de type fluide	28
III-2. Modèles de type circuit	29
III-3. Conclusion	30
CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET OUTILS DE CARACTERISATION	31
I. Dispositif experimental	31
I-1. Réacteur et cellule de décharge.....	31
I-2. Alimentation en gaz et système de pompage	34
I-3. Alimentation électrique.....	35
II. Outils de caractérisation	36
II-1. Caractéristiques électriques de la décharge	36
II-1-1. Mesures électriques	36
II-1-2. Circuit électrique équivalent de la cellule de décharge	37
II-1-3. Calcul des grandeurs électriques internes de la DTPA.....	40

II-2. Caractéristiques thermiques de la décharge.....	40
II-2-1. Mesure de la température des diélectriques.....	41
II-2-2. Estimation de la température du gaz par spectroscopie d'émission optique.....	42
a) Dispositif de mesure.....	43
b) Détermination de la température rotationnelle.....	44
c) Calcul des spectres synthétiques.....	45
d) Comparaison entre les spectres expérimentaux et les spectres calculés.....	49
CHAPITRE III : MODELISATION DE L'ALIMENTATION ELECTRIQUE	51
I. Choix du modèle du transformateur.....	51
I-1. Transformateur parfait.....	52
I-2. Transformateur réel.....	53
I-2-1. Circuit magnétique.....	53
a) Réductance non nulle.....	53
b) Pertes dans le circuit magnétique.....	53
I-2-2. Enroulements.....	55
I-2-3. Capacités parasites.....	56
I-2-4. Modèle complet du transformateur.....	56
II. Identification des paramètres du modèle du transformateur	58
II-1. Mesures réalisées.....	58
II-1-1. Impédances vues du primaire avec le secondaire à vide et en court-circuit.....	58
a) Petit signal.....	58
b) Fort signal.....	60
c) Synthèse.....	61
II-1-2. Rapport de transformation.....	61
II-2. Calcul des impédances.....	62
II-2-1. Impédance vue du primaire avec le secondaire à vide.....	62
II-2-2. Impédance vue du primaire avec le secondaire en court-circuit.....	64
II-3. Détermination des paramètres du modèle.....	64
II-3-1. Détermination de m	64
II-3-2. Détermination de R_t et L_t	65
II-3-3. Détermination de R_f	65
II-3-4. Détermination de L_{μ} , C_1 et C'_2	66
III. Validation	67
III-1. Impédance vue du primaire.....	67
III-2. Fonctionnement à vide.....	67
IV. Conclusion	69
CHAPITRE IV : MODELE DE LA DECHARGE DE TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA).....	71
I. Caractéristiques électriques et physiques de la décharge.....	71
I-1. Analyse de l'évolution des caractéristiques électriques de la décharge sur une période de la tension appliquée.....	71
I-1-1. Zone a : entre deux décharges.....	73
I-1-2. Zone b : amorçage de la décharge.....	74
I-1-3. Zone c : tension gaz quasi constante.....	76
I-1-4. Zone d : extinction de la décharge.....	77
I-2. Physique de la décharge.....	77

I-2-1. Décharge de Townsend.....	77
I-2-2. Influence de l'émission secondaire sur la décharge.....	80
I-3. Synthèse.....	84
II. Modélisation de la décharge de Townsend	84
II-1. Description du modèle.....	85
II-1-1. Claquage de Townsend.....	85
II-1-2. Prise en compte de la variation de l'émission secondaire pendant la décharge et entre deux décharges.....	86
II-1-3. Principe de fonctionnement du modèle.....	87
II-2. Détermination des paramètres.....	89
II-2-1. Circuit $R_\gamma - C_\gamma$	89
II-2-2. Diodes Zener.....	92
II-2-3. Effet de la puissance sur les paramètres du modèle de la décharge.....	93
II-3. Prise en compte de la température.....	95
II-3-1. Détermination de la température du gaz.....	96
a) Mesure de la température aux parois des diélectriques.....	96
b) Détermination de la température rotationnelle du second système positif de l'azote.....	102
II-3-2. Influence de la température sur les paramètres du modèle de la DTPA.....	104
a) Evolution de BV et IBV.....	105
b) Evolution de $NBV.kT/q$	108
c) Evolution de I_0	109
d) Evolution de R_γ et C_γ	110
II-4. Validation du modèle.....	112
II-4-1. Variation de la fréquence d'excitation.....	114
II-4-2. Variation de l'amplitude de la tension d'alimentation.....	116
II-4-3. Excitation triangulaire.....	117
III. Conclusion	118
 CHAPITRE V : AUGMENTATION DE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPÉE DANS LA DÉCHARGE DE TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA) 121	
I. Domaine de fonctionnement de la DTPA et description des deux types de transition en régime filamentaire	
121	
I-1. Description du domaine de fonctionnement.....	122
I-2. Transition décharge de Townsend / décharge filamentaire.....	124
I-2-1. Instabilités observées après le maximum du courant.....	125
I-2-2. Instabilités observées durant l'amorçage de la décharge.....	127
I-3. Influence de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement et sur les deux types de transitions observés.....	129
I-3-1. Déstabilisation après le maximum du courant.....	130
I-3-2. Déstabilisation durant l'amorçage de la décharge.....	131
I-3-3. Domaine de fonctionnement et puissance dissipée dans la décharge.....	131
I-4. Synthèse.....	132
II. Couplage entre le générateur et la DTPA	133
II-1. Influence des valeurs des capacités diélectriques et gaz sur le domaine de fonctionnement de la décharge.....	134
II-2. Origine des oscillations lors de l'amorçage de la décharge.....	135
II-2-1. Etude de la variation du courant durant l'amorçage de la décharge.....	136
II-2-2. Etude des tensions V_a et V_g et du champ électrique E lors de l'amorçage de la décharge.....	138

II-3. Synthèse.....	140
III. Comment augmenter la puissance dissipée dans la DTPA ?	141
III-1. Influence du rapport k_c sur la puissance maximale dissipée dans la DTPA	142
III-2. Quel type d'alimentation électrique choisir ?.....	144
III-2-1. Différentes structures d'alimentation pouvant être utilisées pour générer une DTPA	144
a) Amplificateur de puissance et transformateur.....	145
b) Convertisseurs à résonance	146
c) Commutateur de courant.....	147
III-2-2. Comparaison de l'alimentation en tension sinusoïdale et d'un commutateur de courant.....	148
III-3. Synthèse	151
IV. Conclusion	152
<i>CONCLUSION GENERALE</i>	155
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>.....	159

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les procédés de traitement de surface basés sur les plasmas froids sont couramment utilisés en microélectronique que ce soit pour la gravure ou le dépôt de couches minces.

Ces procédés ont l'avantage de pouvoir fonctionner à des températures proches de la température ambiante ce qui permet de réaliser aisément des traitements sur des matériaux thermosensibles comme les films polymères. Ils sont également d'un grand intérêt d'un point de vue écologique puisqu'il n'y a pas ou peu de rejets contrairement aux traitements chimiques.

Cependant, excepté pour l'activation de surface de films polymères, ces procédés utilisent généralement des plasmas froids obtenus à de faibles pressions. Ceci implique l'emploi d'un réacteur étanche et d'un groupe de pompage. Cela conduit inévitablement à une limitation des dimensions des surfaces pouvant être traitées, à de grandes difficultés pour réaliser des traitements en lignes ainsi qu'à une augmentation des coûts de production.

Une alternative moins coûteuse consiste à utiliser des plasmas froids établis à la pression atmosphérique. A cette pression, appliquer une différence de potentiel entre deux électrodes métalliques pour établir une décharge électrique peut conduire au régime d'arc, qui est localisé et entraîne une très forte élévation de température bien souvent synonyme de destruction du matériau à traiter. Pour éviter ces problèmes, une solution consiste à placer un diélectrique dans le passage du courant entre les électrodes métalliques. Ces décharges sont alors appelées « Décharges contrôlées par Barrière Diélectrique » (DBD). Leur régime normal de fonctionnement à la pression atmosphérique, pour des distances inter-électrodes millimétriques est « filamentaire ». Dans ce cas, la décharge est généralement composée d'une multitude de micro-décharges s'établissant perpendiculairement aux électrodes. Ces micro-décharges, dues à un claquage de type streamer, ont une durée de vie inférieure à la centaine de nano-secondes et un diamètre de l'ordre de 100 μm . Ce caractère filamentaire rend ces décharges peu efficaces pour réaliser des traitements de surface homogènes. En effet, chaque micro-décharge se développant de manière autonome et aléatoire, il est très difficile d'en contrôler l'énergie propre.

Des solutions ont été développées pour tendre vers une décharge homogène à pression atmosphérique. L'une d'entre elles consiste à utiliser l'effet mémoire de la décharge précédente pour exacerber l'émission secondaire d'électrons à la cathode au moment de l'amorçage. Cet

effet, couplé à une croissance lente de la tension d'alimentation, permet de générer des décharges homogènes de grand rayon dans l'azote. Ce nouveau régime de décharge appelé « Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique » (DTPA) est compatible avec les procédés de traitement en ligne de matériaux. Néanmoins, malgré les développements récents, les conditions d'obtention de cette décharge sont encore trop limitées et nécessitent des études complémentaires pour développer un procédé. De plus, le temps de traitement est trop long pour des applications industrielles à grande échelle, en partie du fait que la puissance maximale pouvant être dissipée dans une DTPA est limitée.

Ainsi, cette étude a trois objectifs. Le premier est l'amélioration de la compréhension de la physique de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique en gaz vecteur azote. Le second concerne la compréhension des causes de déstabilisation de cette décharge lorsque la puissance augmente. Et enfin, le dernier est de définir des solutions permettant d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge tout en restant dans un régime homogène. L'approche suivie a consisté en une étude fine du couplage entre le générateur et la décharge. Pour ce faire, un modèle circuit de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique basé sur les observations expérimentales a été développé.

L'ensemble du travail est présenté en cinq chapitres. Tout d'abord, les principes de base nécessaires à l'appréhension de ce travail sont exposés. Nous commençons par décrire les principales applications des plasmas froids pour le traitement de surface. Ensuite les spécificités des plasmas à pression atmosphérique sont abordées. Enfin, nous terminons ce chapitre par une comparaison des différents types de modèles de décharge utilisés.

Au second chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental ainsi que les outils de caractérisation électrique et thermique de la décharge.

L'objet du troisième chapitre est la modélisation de l'alimentation électrique utilisée lors de cette étude. Après avoir défini l'origine ainsi que la façon de modéliser les différentes pertes et imperfections d'un transformateur, nous présentons l'identification des paramètres du modèle. Ce modèle est ensuite validé par comparaison des résultats de simulation et des relevés expérimentaux.

Le quatrième chapitre est consacré à la modélisation de la Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA). Après avoir décrit dans un premier temps les caractéristiques électriques et physiques de la décharge, le modèle ainsi que la détermination de ses différents paramètres sont présentés. Le modèle complet (alimentation + DTPA) est ensuite validé par comparaison avec des résultats expérimentaux sur une large plage de conditions.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous nous focalisons sur l'augmentation de la puissance moyenne dissipée dans la DTPA. Nous présentons d'abord le domaine de fonctionnement ainsi que les deux types de transition en régime filamentaire généralement observés. Puis, différentes solutions permettant d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge sont étudiées.

**CHAPITRE I :
GENERALITES**

CHAPITRE I : GENERALITES

L'objectif de ce travail est l'étude d'un point de vue électrique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique dans l'optique du développement d'un procédé de traitement de surface. Une décharge de Townsend est un plasma homogène habituellement observé à basse pression. L'une des particularités de ce travail est donc de générer cette décharge à la pression atmosphérique.

L'objet de ce chapitre étant d'introduire les notions générales nécessaires pour appréhender le travail réalisé dans le cadre de cette thèse, après avoir défini ce qu'est un plasma froid ainsi que les différentes applications de traitement de surface pour lesquelles un plasma froid peut être utilisé, nous décrirons les spécificités engendrées par l'utilisation de la pression atmosphérique. Et enfin, nous terminerons ce chapitre par la description des différents types de modèles utilisés pour décrire le comportement électrique d'un plasma froid.

I. PLASMAS FROIDS ET TRAITEMENT DE SURFACE

Dans une première partie, nous définirons ce qu'est un plasma froid. Puis dans une deuxième partie nous présenterons les principaux traitements de surface réalisables par un plasma froid : activation de surface, dépôt de couches minces, gravure, nettoyage et stérilisation.

I-1. Qu'est ce qu'un plasma froid ?

Les plasmas constituent le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques : solide, liquide et gaz. En théorie, un plasma est un gaz totalement ionisé dans lequel on a macroscopiquement la neutralité électrique. En réalité et par abus de langage, on désigne par le terme plasma tous les gaz ionisés quel que soit leur degré d'ionisation δ (Eq. 1). Celui-ci varie dans des proportions très importantes suivant la nature du plasma considéré : de 10^{-8} pour des plasmas de décharge à faible intensité à 1 pour les plasmas, complètement ionisés, de fusion (plasma thermonucléaire, étoiles, etc.). Un plasma étant un milieu énergétique il peut contenir les diverses espèces suivantes : électrons, ions positifs et négatifs, photons, atomes, neutres (atomes ou molécules) excités ainsi que des fragments de molécules dissociées appelées radicaux [1].

$$\delta = \frac{n}{n + N} \quad \text{Eq. 1}$$

avec : n : densité du plasma ($n \approx n_e \approx n_p$) ; n_e : nombre d'électrons libres par unité de volume ;
 n_p : nombre d'ions positifs par unité de volume ; N : nombre de neutres par unité de volume.

A température ambiante et à l'équilibre, les gaz ne sont pratiquement pas ionisés : il y a seulement quelques électrons libres par cm^3 , ceux-ci étant généralement dus aux rayons cosmiques. Un premier moyen de créer un plasma consiste à élever la température du gaz. En effet, dans ce cas certaines molécules acquièrent une énergie d'agitation thermique suffisante pour que, sous l'effet des collisions, une partie de leurs électrons soient arrachés. Typiquement, si la température atteint environ 10^4 à 10^5 K, la plupart de la matière est ionisée [2]. En chauffant le gaz pour créer l'ionisation, on obtient un milieu à l'équilibre thermodynamique c'est-à-dire dans lequel toutes les particules (électrons, ions, neutres) ont la même température.

Il est également possible de créer un plasma à des températures proches de la température ambiante en appliquant un champ électrique au milieu. On parlera alors de plasma créé par décharge électrique. Dans ce cas, le champ électrique a pour effet d'accélérer les électrons à des énergies suffisantes pour qu'ils puissent, par collision, ioniser les molécules. On a alors un phénomène d'avalanche électronique qui peut, si le champ est suffisamment élevé, conduire à la formation d'un plasma. Suivant la puissance dissipée, le plasma peut être :

- proche de l'équilibre thermodynamique : ce qui se traduit par une température électronique T_e proche de la température du gaz T_g .
- ou hors équilibre thermodynamique : dans ce cas, la température électronique T_e est très grande comparée à la température du gaz T_g . On parle alors de plasma froid. Dans ces conditions, le plasma est faiblement ionisé. Le degré d'ionisation δ (Eq. 1) reste inférieur à 10^{-4} . C'est ce type de plasma qui fait l'objet de cette thèse.

La Figure 1 présente les différents types de plasma en fonction de leurs températures électroniques et densités respectives. Par la suite, nous nous focaliserons sur les plasmas froids hors équilibre à pression atmosphérique.

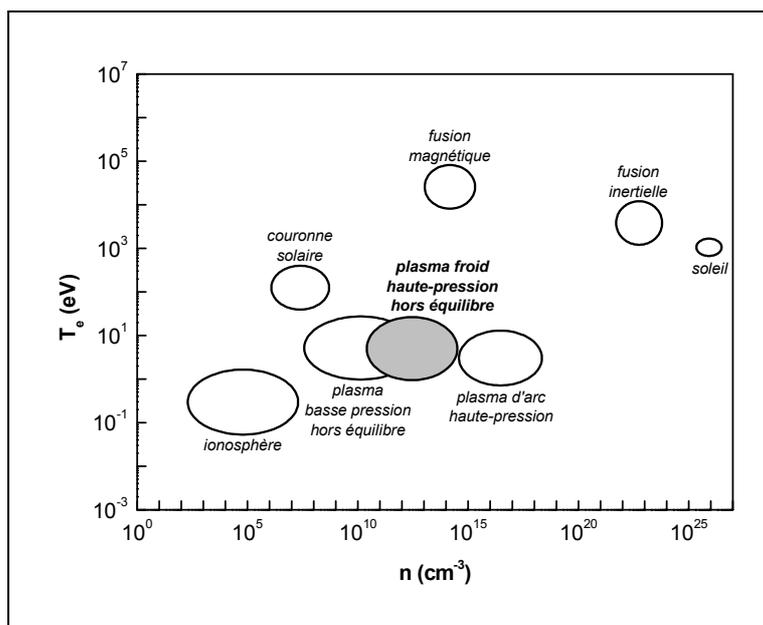


Figure 1 : Température électronique des principaux types de plasma en fonction de leurs densités électroniques

I-2. Quels sont les traitements de surface réalisables avec un plasma froid ?

Les plasmas froids présentent un fort potentiel pour les traitements de surface. En effet, si les espèces énergétiques qui sont créées dans le plasma (photons, ions, molécules ou atomes excités) ont assez d'énergie pour casser des liaisons à la surface, elles n'en ont pas suffisamment pour pénétrer dans le matériau au-delà de quelques dizaines de nm. De plus, ces mêmes espèces ainsi que les radicaux peuvent réagir avec les atomes de la surface modifiant ainsi la composition chimique de la surface du matériau. Lorsque le gaz contient du silicium ou du carbone, ces atomes peuvent se déposer et conduire à la formation d'une couche. A contrario, les réactions de surface peuvent également conduire à la formation de groupements volatiles comme CO_x , H_2 , SiF_x et ainsi enlever de la matière au matériau initial. Ainsi, sous le terme générique traitement de surface, on regroupe : l'activation de surface, les dépôts de couches minces, la gravure ou le nettoyage, et la stérilisation. Nous décrirons brièvement les principes de chacun de ces traitements.

I-2-1. Activation de surface

On regroupe sous le terme d'activation de surface les procédés ayant pour objectif de modifier l'énergie ou la réactivité de surface d'un matériau sans pour autant rajouter de matière.

Par exemple, la modification de l'énergie de surface d'un polymère entraîne une modification de sa mouillabilité. La mouillabilité de surface est l'aptitude d'une goutte d'un liquide à

occuper la plus grande aire possible sur cette surface : plus l'énergie de surface est grande, plus la mouillabilité est bonne et plus le liquide a tendance à s'étaler sur la surface. Ainsi, l'augmentation de la mouillabilité d'un film polypropylène peut, par exemple, permettre l'adhésion d'encres aqueuses (non polluantes contrairement aux encres à solvants) [3].

La modification de la réactivité de surface d'un matériau entraîne le greffage de groupements réactifs. Ces groupements peuvent ensuite réagir chimiquement avec un autre matériau. L'augmentation de la réactivité de surface peut, par exemple, s'avérer très utile dans le cas du collage de deux polymères.

Notons qu'une modification de la réactivité de surface entraîne la modification de l'énergie de surface, cependant l'inverse n'est pas toujours vérifié.

1-2-2. Dépôt de couches minces

Comme son nom l'indique, le dépôt de couches minces consiste à déposer une fine couche, de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres, à la surface d'un matériau (substrat) afin de lui conférer une ou plusieurs propriétés spécifiques. Parmi celles-ci, citons le durcissement pour des applications mécaniques, l'anti-réflexivité pour des applications optiques, l'isolation pour des applications électriques, la conduction pour limiter les effets électrostatiques ... Dans chaque cas, la nature du matériau déposé dépendra évidemment de la propriété recherchée. Parmi ces matériaux, l'oxyde de silicium (SiO_2) est largement utilisé. En microélectronique, il a d'abord servi comme couche de passivation, d'isolant inter-couches, ou encore de masque pour la lithographie de circuit intégré [4]. Plus récemment, il a été utilisé comme isolant de grille dans les transistors à film mince [5]. Son domaine d'application ne se cantonne pas pour autant au seul domaine de l'électronique. En optique, il est utilisé comme couche anti-réflexive et protectrice (verre de lunettes ou phare de voiture) [6]. Dans le domaine de l'emballage alimentaire, cet oxyde est employé comme couche barrière à l'oxygène [7].

La Figure 2 résume l'ensemble des mécanismes intervenant dans un dépôt plasma. Il est à remarquer que des espèces formées dans la phase gazeuse peuvent interagir avec le film solide en formation pour former des entités volatiles. Autrement dit, il est fréquent que le même système donne lieu à la fois à du dépôt et à de la gravure. Ce sont les conditions expérimentales qui font que l'un ou l'autre de ces mécanismes devient prépondérant [8].

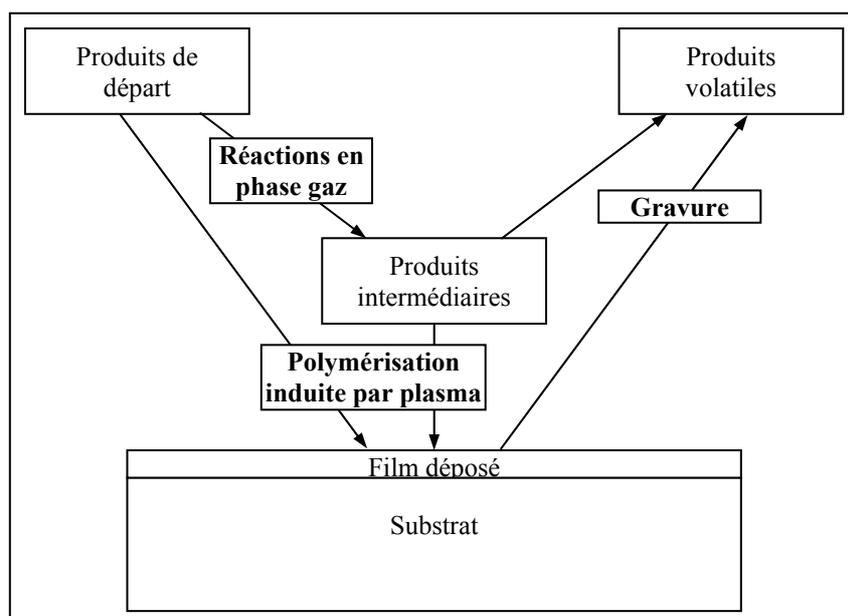


Figure 2 : Mécanismes globaux intervenant dans une polymérisation par plasma [9]

I-2-3. Gravure et Nettoyage

Dans les cas où les conditions de traitement sont trop drastiques, par exemple lorsque la puissance délivrée par le générateur est très importante, des réactions d'ablation de la surface apparaissent [10]. Lorsque cette ablation est involontaire, on parle de dégradation de la surface. Cependant, cette propriété peut également être utilisée volontairement pour, par exemple, enlever une couche de contamination ou des additifs de faible poids moléculaire qui ont migré en surface du matériau. On parlera dans ce cas de **nettoyage** de la surface. Enfin, lorsqu'il s'agit d'une ablation volontaire d'une partie du matériau, on parle généralement de **gravure**.

I-2-4. Stérilisation

Un plasma froid peut également être utilisé afin de décontaminer un matériau ou un aliment [11]. L'utilisation d'un plasma froid est intéressante par rapport aux méthodes traditionnelles dans le cas où le matériau à traiter ne supporte pas une température trop élevée ou un traitement chimique. Les espèces actives utilisées pour la stérilisation sont principalement les photons UV émis par le plasma qui peuvent pénétrer profondément dans le matériau et les radicaux qui réagissent avec la surface.

I-2-5.Synthèse

Les plasmas froids permettent de réaliser des traitements non polluants contrairement aux traitements chimiques habituellement utilisés. Ils peuvent être employés pour de nombreuses applications. En effet, il suffit ainsi de changer le mélange gazeux, la configuration de la cellule ou bien les conditions d'excitation électrique pour réaliser un traitement totalement différent. Après avoir été principalement cantonnés aux procédés basse-pression nécessitant l'emploi d'un système de pompage coûteux et peu pratique pour un traitement en ligne, les applications à pression atmosphérique se développent de plus en plus. Leur principal avantage est de pouvoir s'insérer directement dans une chaîne de traitement en ligne.

A pression atmosphérique, mis à part pour les procédés d'activation de surface qui sont d'ores et déjà utilisés industriellement sous le nom de procédé Corona dans l'air [12, 13, 14] et d'Aldyne dans l'azote [15], les autres sont encore principalement en cours de développement en laboratoire [16, 17, 18, 19, 20]. Des études récentes menées au sein du laboratoire concernant le traitement de films polymères [3] ainsi que les dépôts de couches minces [21] par plasma froid à la pression atmosphérique, ont montré l'importance de la puissance dissipée dans la décharge. La Figure 3 présente l'évolution de l'angle de contact de gouttes d'eau sur la surface d'un film de polypropylène en fonction de l'énergie dissipée dans le gaz pendant la durée du traitement [3]. Ainsi, plus la puissance sera élevée, plus la durée du traitement pourra être réduite et plus la rentabilité du procédé sera importante.

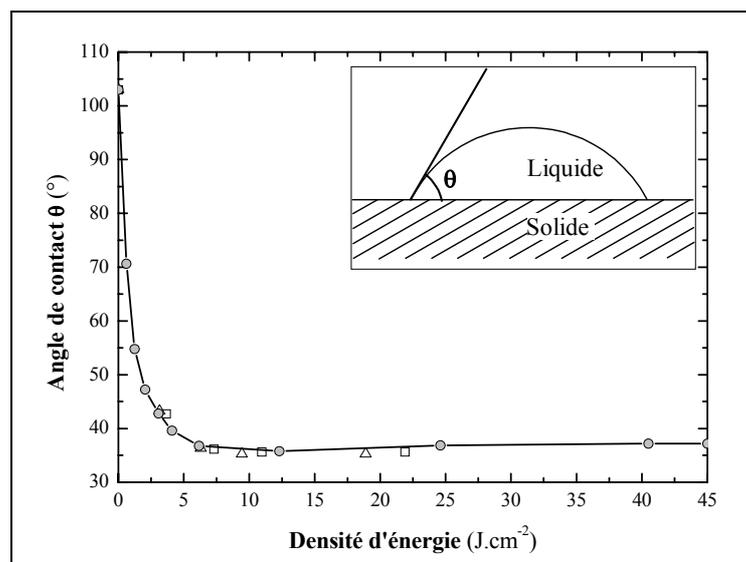


Figure 3 : Evolution de l'angle de contact de gouttes d'eau sur la surface d'un film polypropylène en fonction de l'énergie totale dissipée dans la décharge dans le cas d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique [3]

II. SPECIFICITES DE LA PRESSION ATMOSPHERIQUE

Le mécanisme de rupture d'un gaz non excité dépend de la valeur du produit pression x distance inter électrodes ($p.d$). Ainsi pour des valeurs du produit $p.d$ inférieures à quelques dizaines de Torr.cm, le claquage est habituellement de type Townsend ce qui conduit à une décharge homogène de grand rayon [1]. Pour des valeurs du produit $p.d$ plus élevées, le claquage est normalement de type streamer ce qui conduit à une décharge de faible rayon très énergétique et non homogène [1].

Dans le cas d'un traitement de surface à pression atmosphérique, la distance inter électrodes est rarement inférieure à un millimètre. Par conséquent, la valeur du produit pression distance ($p.d$) est de quelques dizaines de Torr.cm : le mécanisme de rupture du gaz normalement observé est donc de type streamer. Une fois le canal de décharge formé, le faible libre parcours moyen à pression atmosphérique conduit à une mise à l'équilibre thermodynamique du plasma, ce qui se traduit par une transition en régime d'arc. Or ce régime est connu pour être fortement destructeur dans le cas de traitements de surface puisqu'il est caractérisé par des températures du gaz de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de K. Il ne convient donc pas pour traiter l'extrême surface.

Après avoir décrit le claquage de type streamer, nous présenterons les principales solutions pour éviter la transition en régime d'arc. Puis nous décrirons les deux régimes de fonctionnement observés dans le cas d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique à la pression atmosphérique : le régime filamentaire et le régime homogène.

II-1. Claquage de type streamer

Suite à la présence d'un électron germe et d'un fort champ réduit, E/N (avec E qui est le champ électrique et N la densité de neutres), une avalanche électronique s'initie et se dirige vers l'anode. La différence de mobilité entre les électrons et les ions entraîne la formation d'un front d'électrons se propageant vers l'anode suivi d'une « traîne » d'ions quasiment immobiles (Figure 4-a). Cette localisation d'espèces engendre un champ de charge d'espace.

Lorsque le champ de charge d'espace devient du même ordre de grandeur que le champ géométrique, la distorsion induit une augmentation du champ électrique local en tête et en queue de l'avalanche qui se propage alors d'autant plus rapidement vers l'anode (Figure 4-b). Par ailleurs, des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation dans le gaz ou par photo-émission sur la cathode. Les avalanches issues de ces électrons secondaires et créées

entre l'avalanche primaire et la cathode sont à leur tour drainées vers la zone de charge d'espace positive et laissent également une charge d'espace positive. Ainsi, le canal se propage vers la cathode. Les électrons secondaires contribuent aussi à l'amplification du champ de charge d'espace tout en excitant les atomes du gaz, qui à leur tour vont émettre des photons. Entre la tête et la queue de l'avalanche primaire, une zone à champ faible s'établit où un plasma nourri par les avalanches secondaires se crée.

Une fois le canal de décharge formé (Figure 4-c), le faible libre parcours moyen à pression atmosphérique entraîne un nombre élevé de collisions qui conduit à une mise à l'équilibre thermodynamique du plasma. Ceci se traduit, comme nous l'avons vu précédemment, par une température du gaz T_g proche de la température électronique T_e . Ainsi la température à l'intérieur de l'arc peut atteindre plusieurs dizaines de milliers de K [1]. Dans le cas de traitement de surface, ce régime est bien souvent à proscrire puisqu'il peut conduire à la destruction du matériau à traiter. Un des enjeux majeurs des procédés plasma à la pression atmosphérique est par conséquent d'éviter le passage à l'arc.

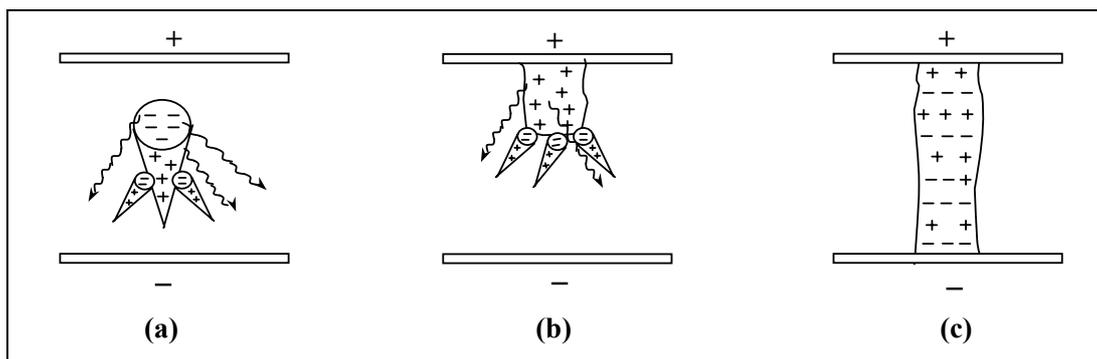


Figure 4 : Développement d'un canal de décharge filamentaire [22]:
 (a) Transition avalanche - streamer
 (b) Propagation du streamer vers la cathode
 (c) Formation d'un canal

II-2. Comment éviter la transition à l'arc ?

Afin d'éviter la transition en régime d'arc, plusieurs solutions sont généralement employées à pression atmosphérique. Les principales consistent à :

- diminuer le produit $p.d$ afin de se ramener à des valeurs similaires à celles obtenues à basse pression. En effet, nous avons vu précédemment que pour des valeurs du produit $p.d$ inférieures à quelques Torr.cm le claquage obtenu est de type Townsend et non plus de type streamer. Ainsi typiquement, il faut utiliser des distances inter-

diélectriques de l'ordre de la centaine de μm . Ceci peut être réalisé par exemple en utilisant des micro-hollow cathode (MHCD) [23].

- localiser la décharge en utilisant une répartition non uniforme du champ électrique afin d'éviter de court-circuiter les électrodes par un canal de décharge : il s'agit des décharges couronnes [33].
- limiter le courant fourni par l'alimentation en plaçant en série avec la cellule de décharge un ballast selfique qui limitera la vitesse de variation du courant [30] ou bien un ballast résistif qui entraîne une chute de la tension appliquée sur le gaz lors de l'augmentation du courant de décharge [30].
- insérer un diélectrique entre les deux électrodes, on parlera dans ce cas de Décharge contrôlée par Barrière Diélectrique (DBD) [24].
- préioniser le gaz et utiliser une source de tension impulsionnelle, outre le fait d'éviter la transition à l'arc, cela permet surtout d'homogénéiser la décharge. Ce type de technique est notamment utilisé dans les lasers [25]. Nous reviendrons sur cette technique lors de la description des décharges homogènes.

Nous décrirons successivement chacune de ces configurations de décharge en nous focalisant sur le cas des décharges contrôlées par barrière diélectrique qui font l'objet de cette thèse.

II-2-1. Micro-hollow cathode (MHCD)

Dans le cas de micro-hollow cathode, le rapport $p.d$ est similaire à ceux généralement utilisés à basse pression et le claquage ainsi obtenu est de type Townsend. La Figure 5 présente le schéma d'une cellule MHCD. Les électrodes métalliques recouvrent entièrement un diélectrique d'environ quelques dizaines de μm d'épaisseur. La structure est percée de trous, de diamètre inférieur à $100\ \mu\text{m}$, dans lesquels la décharge se développe.

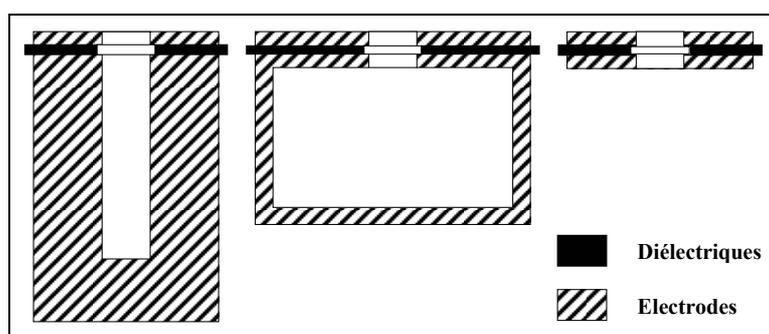


Figure 5 : Différentes configurations de cellules de décharge de type micro-hollow cathode [26]

Ce type de cellule a permis l'obtention de décharges homogènes dans l'argon, l'hélium, le néon, le xénon et l'air sous des tensions continues. Cependant, à cause de leurs petites tailles, il faut multiplier le nombre de cellules afin d'obtenir une surface conséquente de décharge relativement homogène [27]. Pour augmenter le volume de décharge, les cellules peuvent également être utilisées comme cathode tandis qu'une anode est placée en vis-à-vis à une distance pouvant atteindre 10 mm (Figure 6) [28,29].

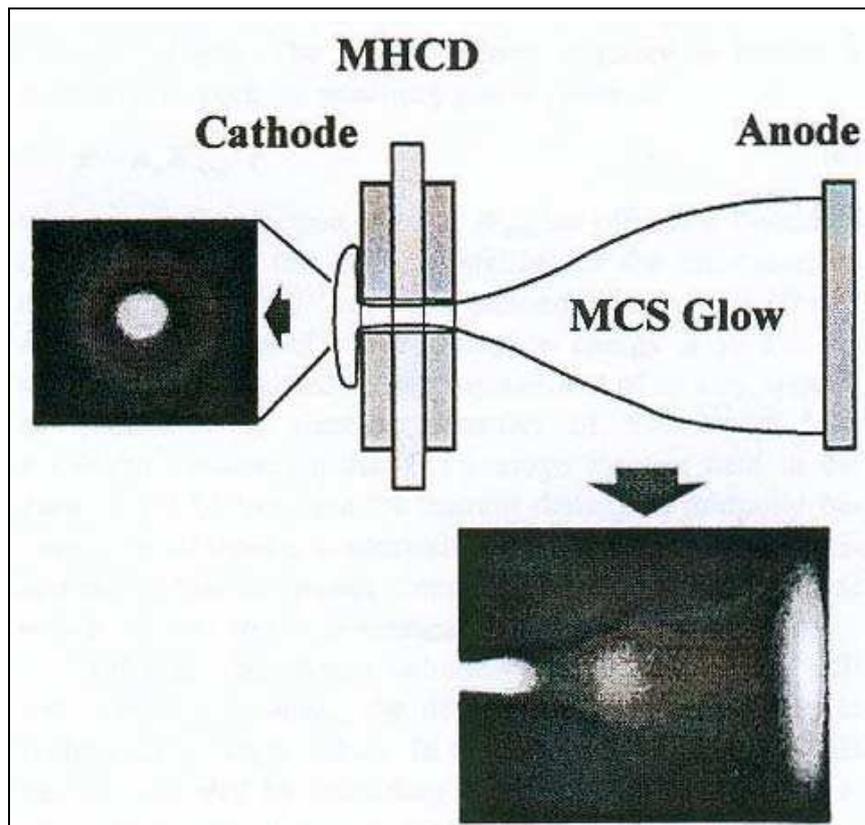


Figure 6 : Utilisation d'une cellule MHCD comme cathode avec une anode placée en vis à vis [28]

Les MHCD peuvent fonctionner aussi bien avec une alimentation en tension continue que pulsée. Comme le montre la Figure 7, ce type de décharge est très adapté au « patterning » et à des traitements sur de petites échelles. En effet, de par leurs petites tailles les MHCD ne sont pas adaptées au traitement de grandes surfaces. Dans le cadre d'un traitement de surface par MHCD, la température du gaz peut s'avérer être un inconvénient. En effet, bien qu'elle soit environ égale à 400 K dans le néon, elle peut atteindre 2000 K dans l'air [30].

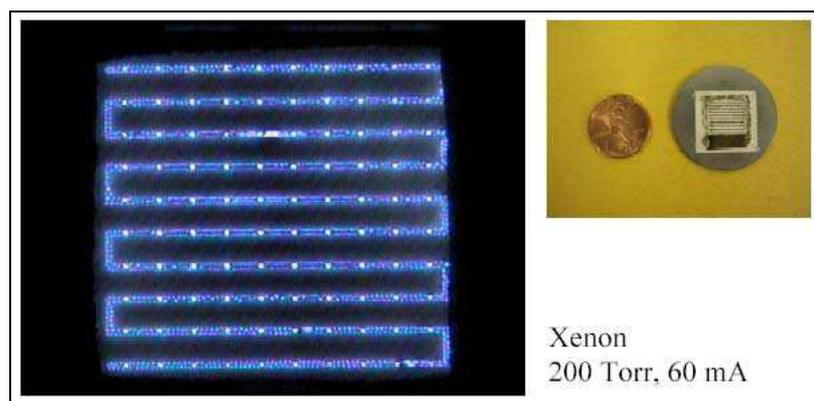


Figure 7 : Exemple de « patterning » en utilisant des MHCD [31]

II-2-2. Décharges couronnes

Les décharges couronnes sont caractérisées par le fait qu'une des deux électrodes a un rayon de courbure faible comparé à la distance inter-électrodes [32]. La dissymétrie des électrodes entraîne une répartition non homogène du champ électrique appliqué sur le gaz : la Figure 8 présente l'exemple d'une décharge couronne cylindrique. Si la tension d'alimentation n'est pas trop élevée, il est possible de localiser la décharge près de l'électrode de faible rayon de courbure, dans la zone où le champ électrique, E , est supérieur au champ de rupture du gaz, E_0 . Ainsi, la localisation de la décharge autour d'une électrode permet d'éviter la formation d'un canal conducteur entre les deux électrodes et par conséquent la transition à l'arc. Ce type de décharge a également été largement étudié dans des configurations de type pointe - plan [33].

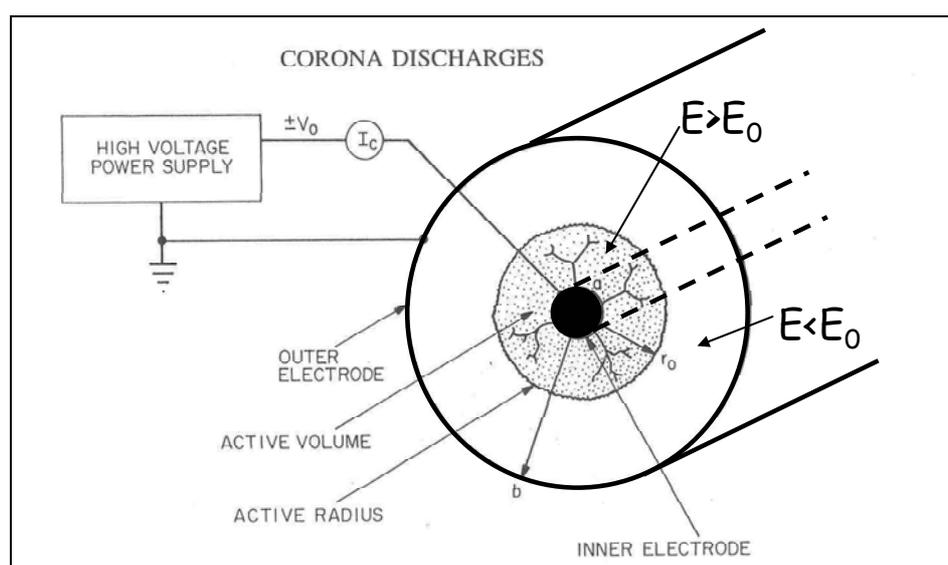
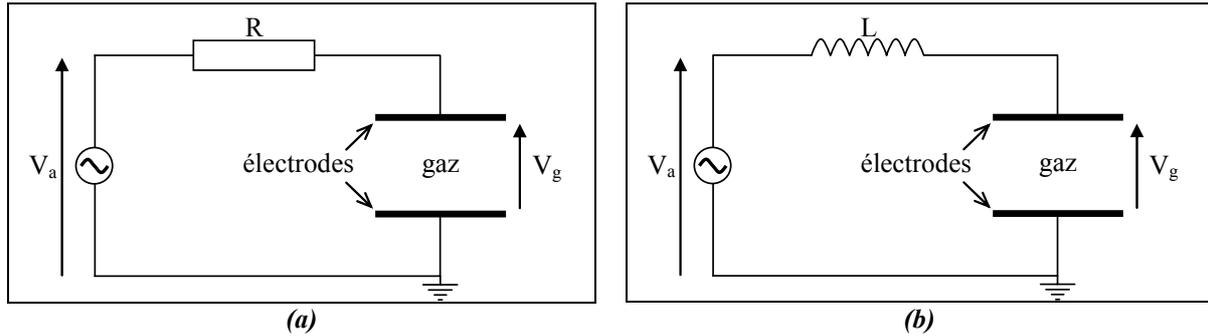


Figure 8 : Exemple dans le cas d'une décharge couronne cylindrique [34]

II-2-3. Limitation du courant fourni par l'alimentation

Une autre solution pour éviter le passage à l'arc est de limiter le courant fourni par l'alimentation. Pour cela, il est par exemple possible d'insérer en série avec la cellule de décharge un ballast résistif (Figure 9-a) qui induit une chute de la tension appliquée sur le gaz (Eq. 2) ou bien un ballast selfique (Figure 9-b) qui entraîne une limitation de la vitesse de variation du courant (Eq. 3).



**Figure 9 : Limitation du courant fourni par l'alimentation :
(a) par un ballast résistif, (b) par un ballast selfique**

$$V_g(t) = V_a(t) - R \cdot I(t) \quad \text{Eq. 2}$$

$$V_g(t) = V_a(t) - L \cdot \frac{dI(t)}{dt} \quad \text{Eq. 3}$$

Dans le cas de l'utilisation d'un « ballast » résistif, la puissance perdue par effet Joule dans la résistance peut être très importante, ce qui entraîne une forte baisse du rendement énergétique. Bien que ces configurations empêchent le passage à l'arc, elles ne permettent pas de contrôler la répartition des streamers et donc l'uniformité de la décharge. Il est également délicat de déterminer les valeurs de R ou de L quand la surface des électrodes augmente et que plusieurs streamers peuvent se développer simultanément.

Pour pallier ce problème, Laroussi et al ont développé une décharge appelée Resistive Barrier Discharge (RBD) [35]. La Figure 10 présente le schéma de principe d'une RBD. Entre les deux électrodes se trouve un matériau à haute résistivité qui permet de limiter localement la tension appliquée sur le gaz. Nous verrons par la suite qu'en fait cette configuration est dérivée de celle des Décharges contrôlées par Barrière Diélectrique (DBD), le diélectrique étant simplement remplacé par un matériau résistif. Ce type de décharge permet d'obtenir de grands volumes de plasma à pression atmosphérique, la distance inter-électrodes pouvant

atteindre plusieurs centimètres. Cependant, comme dans le cas de l'utilisation d'un ballast résistif, ce type de décharge présente un piètre rendement énergétique : de l'ordre de 50 %.

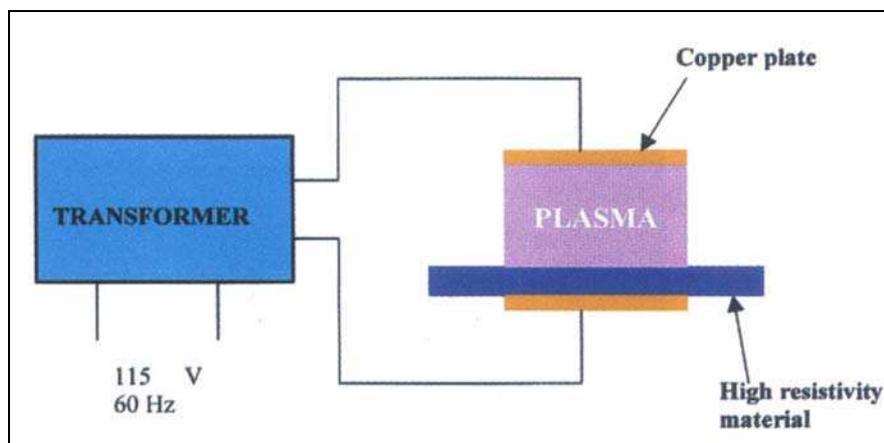


Figure 10 : Schéma de principe d'une RBD [35]

II-2-4. Décharges contrôlées par barrières diélectriques

Il faut remonter à 1857 pour trouver les premiers travaux sur les Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD) pour la synthèse de l'ozone dans l'entreprise Siemens [36]. Une DBD est une source de plasma froid hors d'équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques (Figure 11). La présence du diélectrique permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage à l'arc ; en contre partie, cela impose l'utilisation d'une excitation électrique alternative.

Après avoir décrit le principe de fonctionnement d'une DBD, nous présenterons les principales configurations de DBD habituellement rencontrées ainsi qu'une des principales applications pour les traitements de surface : le procédé Corona.

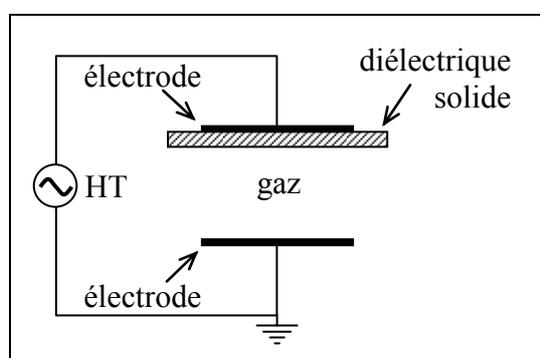


Figure 11 : Configuration classique d'une DBD

a) Principe

Suite à l'application d'une tension suffisamment élevée sur les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur appelé micro-décharge (Figure 12-a). Cette micro-décharge peut être représentée par le schéma équivalent de la Figure 12-d. Le diélectrique en vis-à-vis de la micro-décharge se comporte comme l'isolant d'un condensateur, C_{ds} , dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode. Notons que ce schéma équivalent n'a de sens que si l'on considère uniquement une seule micro-décharge ou une décharge homogène sur toute la surface des électrodes. Par la suite, nous noterons V_a la tension appliquée sur la cellule de décharge, V_g celle sur le gaz et enfin V_{ds} celle sur le diélectrique.

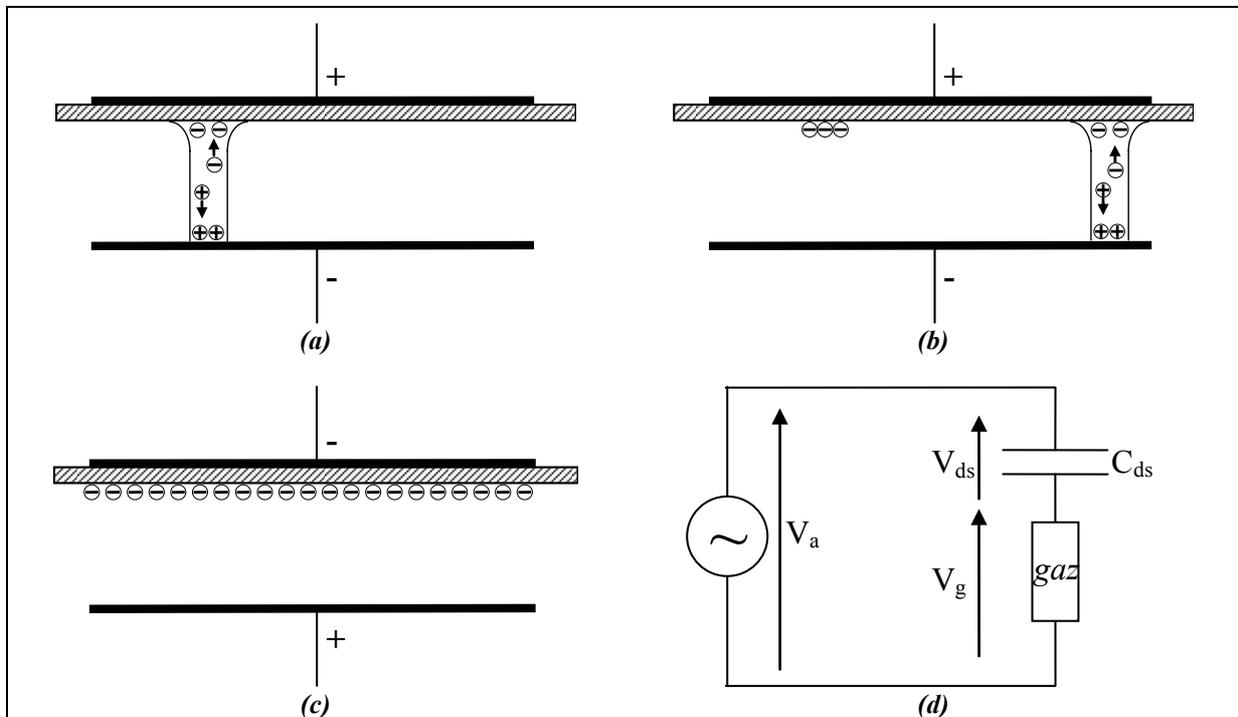


Figure 12 : Principe de fonctionnement d'une DBD : (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle, (c) changement de la polarité appliquée sur les électrodes, (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge

Le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface du diélectrique solide en vis-à-vis du canal de décharge qui se traduit par une augmentation de la tension V_{ds} . Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus rapide que l'augmentation de la tension, V_a , elle cause une chute de la tension appliquée sur le gaz, V_g , ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc.

Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles sur le diélectrique diminue le champ électrique appliqué sur le gaz aux positions où des micro-décharges se sont déjà développées (Figure 12-b). Au changement de polarité (Figure 12-c), les charges précédemment déposées sur le diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ plus faible que lors de la première alternance : $V_g = V_a - V_{ds}$ (avec V_a et V_{ds} de signes contraires lors du changement de polarité).

La fonction première du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes et par voie de fait le courant transisant dans le canal afin que la décharge ne devienne par un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique. De plus, l'utilisation du diélectrique a également pour conséquence de tendre vers une répartition plus uniforme des micro-décharges sur toute la surface des diélectriques [24].

b) Configurations typiques de DBD

Outre la configuration classique présentée précédemment Figure 11, il existe d'autres configurations couramment utilisées. En effet, le terme de DBD regroupe toutes les configurations de cellule de décharge pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application visée, deux couches isolantes peuvent y être placées. Les configurations co-planaires et cylindriques typiques d'électrodes sont données en Figure 13.

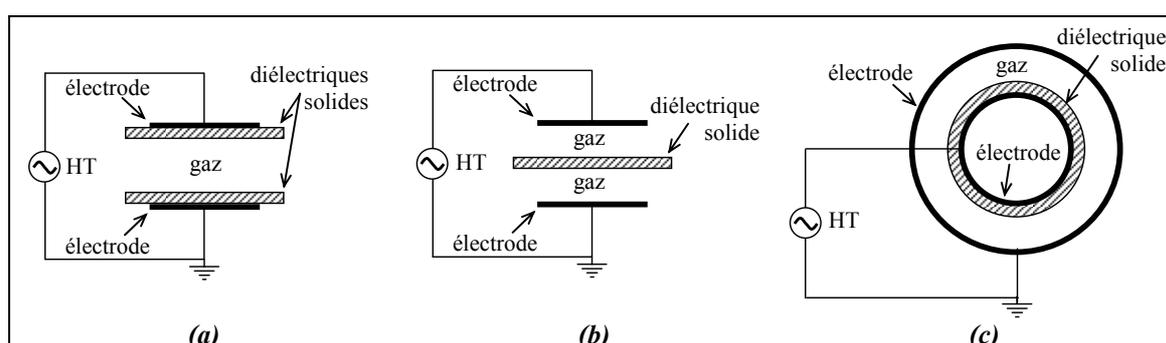


Figure 13 : Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD)

Les configurations co-planaires sont plutôt utilisées pour les applications de traitements de surface tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements des gaz. L'arrangement plan-plan (a) de la Figure 13 présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les

électrodes métalliques, condition parfois utile lors de l'utilisation de plasma corrosif par exemple. La configuration (b) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante si, par exemple, la barrière diélectrique est réalisée à l'aide du matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément.

Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et le caoutchouc silicone.

c) Application industrielle : le procédé Corona

Le procédé de traitement de surface Corona est l'une des applications industrielles des DBD la plus répandue. Il est particulièrement présent dans l'industrie des films et des fibres [37,38]. En effet, l'avantage de cette technique réside dans le fait qu'elle fonctionne en continu et qu'elle peut être intégrée dans une ligne de production. Le matériau à traiter peut atteindre des vitesses de défilement de plusieurs centaines de mètres par minute entre deux électrodes auxquelles sont appliquées une tension alternative.

Notons que bien que cette configuration de décharge dissymétrique soit couramment appelée décharge Corona, il s'agit d'un abus de langage puisque nous ne sommes pas en présence d'une décharge couronne mais d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique.

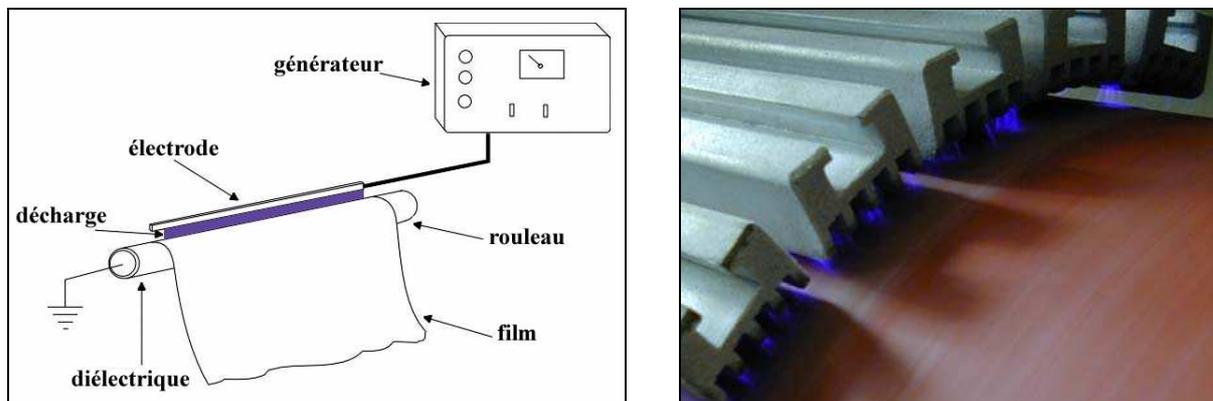


Figure 14 : Schéma de principe et photographie d'un traitement en ligne de film polymère par procédé Corona

Le schéma de principe du procédé Corona est présenté Figure 14. L'une des électrodes est un rouleau et c'est généralement lui qui est recouvert d'un diélectrique solide. L'autre électrode est constituée d'une ou plusieurs barres dont la longueur est égale à la largeur du matériau à traiter. Ainsi, parce que le film défile dans le plasma, de très grandes surfaces sont traitées sans que le volume de plasma soit très conséquent.

Néanmoins, cette méthode présente des inconvénients. D'une part, la distance entre le matériau à traiter et l'électrode à la haute tension doit être constante. Ceci limite son utilisation à des substrats à une ou deux dimensions comme des films, des tissus, des plaques, des fibres, etc. En revanche, tous les matériaux peuvent être considérés : polymère, verre, métal, papier, tissus, etc. Cependant, l'inhomogénéité de la décharge conduit à des traitements dont le manque d'homogénéité limite considérablement le domaine d'application. Et enfin, comme la décharge est générée dans l'air, le traitement réalisé ne permet d'effectuer qu'une simple oxydation.

II-3. Décharge filamentaire

Le régime de décharge généralement observé dans le cas des DBD à pression atmosphérique est le régime filamentaire. Celui-ci est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro-décharges dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 1. La Figure 15 présente une photographie rapide de l'espace inter-diélectriques réalisée avec un temps de pause de 10 ns dans le cas d'une décharge filamentaire.

Durée (<i>ns</i>)	1 - 10
Vitesse de propagation (<i>cm.s⁻¹</i>)	10^8
Rayon d'un filament (<i>mm</i>)	0,1
Densité de courant (<i>A.cm⁻²</i>)	100 - 1000
Densité électronique (<i>cm⁻³</i>)	$10^{14} - 10^{15}$
Energie électronique moyenne (<i>eV</i>)	1 - 10

Tableau 1 : Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [39,40]



Figure 15 : Photographie rapide avec un temps de pause de 10 ns d'une décharge filamentaire [41]

Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visible sur la mesure du courant. Lorsque ces micro-décharges se développent indépendamment, l'oscillogramme du courant est constitué d'une multitude d'impulsions comme le montre la Figure 16.

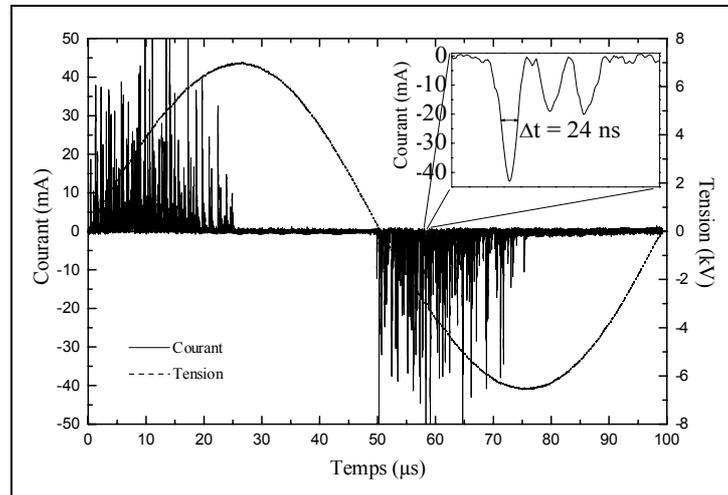


Figure 16 : Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [41]

II-4. Décharges homogènes

Bien que le régime de décharge d'une DBD à pression atmosphérique soit normalement de type filamentaire, il est possible sous certaines conditions d'obtenir une décharge homogène de grand rayon. En effet, dès 1969 R. Bartnikas observait dans une DBD en hélium un régime différent du régime filamentaire classique [42]. Plus récemment, en 1988 Okazaki *et al.* montrèrent l'existence d'un régime homogène à pression atmosphérique, qu'ils appelèrent « luminescent » [43,44,45]. Puis à partir de 1992, des travaux similaires furent réalisés par Roth *et al.* [46,47] ainsi que par Massines *et al.* [48,49].

Nous distinguerons, suivant le mécanisme de claquage à l'origine de la décharge, deux types de décharge homogène. En effet, dans le cas où la décharge est issue d'un claquage de type streamer, nous parlerons de décharge homogène par couplage de streamers. Alors que lorsque le claquage est de type Townsend, nous parlerons de décharge luminescente. Nous décrirons successivement chacune de ces décharges.

II-4-1. Claquage de type streamer : Décharge homogène par couplage de streamers

Une pré-ionisation du gaz augmente le nombre d'électrons germes et donc d'avalanches primaires. Le champ de charge d'espace positive associé à chaque avalanche peut interférer,

ce qui limite le gradient du champ et la tendance des avalanches secondaires à converger vers un point unique [22]. Si le nombre d'avalanches primaires simultanées augmente suffisamment, on peut s'attendre à ce que les avalanches adjacentes se superposent (Figure 17), ce qui peut être considéré comme une avalanche initiale de très grand rayon. De plus, le fort recouvrement d'ionisations secondaires créées par les avalanches primaires lisse aussi le gradient local du champ de charge d'espace, augmentant encore l'homogénéité de la décharge. Palmer [22] a établi un critère de pré-ionisation assurant la superposition des têtes d'avalanches initiées par des électrons germes (Figure 17) avant la transition avalanche-streamer, évaluant ainsi la densité d'ionisation minimale nécessaire pour lisser suffisamment les gradients de champ de charge d'espace et empêcher la formation d'un streamer isolé.

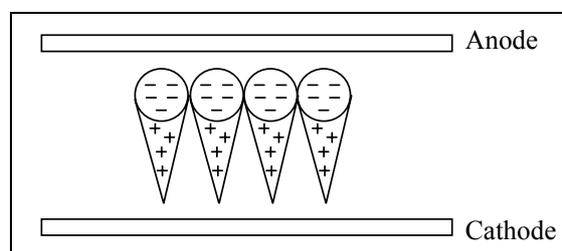


Figure 17 : Avalanches primaires simultanément formées avant que la phase streamer se développe [22]

Dans l'hélium, à pression atmosphérique, et pour une distance inter-électrodes de 5 mm, le critère obtenu par Palmer [22] prévoit qu'une densité minimale d'électrons germes supérieure à $3 \cdot 10^4$ électrons par cm^{-3} permet d'obtenir une décharge homogène.

De tels effets ont été observés après pré-ionisation du gaz [22,25], notamment dans les lasers. Dans le cas du traitement de surface, une pré-ionisation est difficilement envisageable. En revanche, les décharges se succédant, on peut penser que le gaz ne revient pas à son état fondamental et que l'énergie ainsi stockée d'une décharge à l'autre peut conduire à une pré-ionisation. Dans ce cas, le terme de décharge filamentaire n'est plus approprié car les streamers ne se développent pas de façon indépendante. Le recouvrement des têtes d'avalanches permet de considérer que l'on est dans le cas d'une décharge homogène. Suivant la densité d'électrons germes, l'interaction entre les avalanches primaires est plus ou moins importante. Ainsi, l'uniformité de la décharge dans les plans parallèles aux électrodes est plus ou moins réalisée.

II-4-2. Claquage de type Townsend : Décharge Luminescente

a) Principe

Pour les faibles valeurs du produit « pression × distance » (inférieures à quelques Torr.cm), le mécanisme d'émission secondaire d'électrons à la cathode joue un rôle fondamental dans l'auto-entretien de la décharge. Ce processus est initié par le bombardement de la cathode par les ions. Dans ce cas, le critère de claquage consiste à écrire que chaque électron émis à la cathode conduit à l'émission d'un autre électron à la cathode. Ce raisonnement conduit à la condition d'auto-entretien énoncée ci-dessous à partir de laquelle le critère de rupture de Townsend est établi :

$$\frac{\alpha}{P} Pd = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad \text{Eq. 4}$$

avec : α : premier coefficient d'ionisation de Townsend, γ : deuxième coefficient d'ionisation de Townsend.

La condition de claquage de Townsend exprimée sous la forme de l'équation ci-dessus est satisfaisante si le courant de décharge est assez faible pour que la charge d'espace dans le gaz ne modifie pas le champ géométrique (Figure 18-a). Ce régime est appelé *décharge sombre de Townsend*. Si la densité de courant circulant dans la décharge croît, les densités de porteurs augmentent, induisant un accroissement de la charge d'espace positive puis une déformation du champ électrique qui est plus élevé à la cathode.

La localisation du champ électrique entraîne une augmentation de la multiplication électronique telle qu'elle devient supérieure à celle requise par la condition d'auto-entretien. Cette évolution se poursuit jusqu'à ce que le champ à l'anode s'annule (Figure 18-b). Les électrons sont alors ralentis par le champ de charge d'espace ionique et un plasma se forme du côté anodique. Ce régime de décharge est appelé *luminescent subnormal*.

Si la nouvelle distribution du champ est toujours telle que la multiplication électronique est supérieure à celle requise par la condition d'auto-entretien, la zone de plasma caractérisée par un champ quasi-nul se déplace vers la cathode. Le potentiel appliqué se redistribue, pendant cette évolution, dans une région située entre la cathode et le plasma qui devient la gaine cathodique. Lorsque la largeur de cette gaine correspond au minimum de la courbe de Paschen, arrive alors un état stationnaire qui constitue la décharge *luminescente normale* (Figure 18-c). La structure de la décharge luminescente normale est présentée sur la Figure 19. Elle est caractérisée par une succession d'espaces sombres et de régions lumineuses.

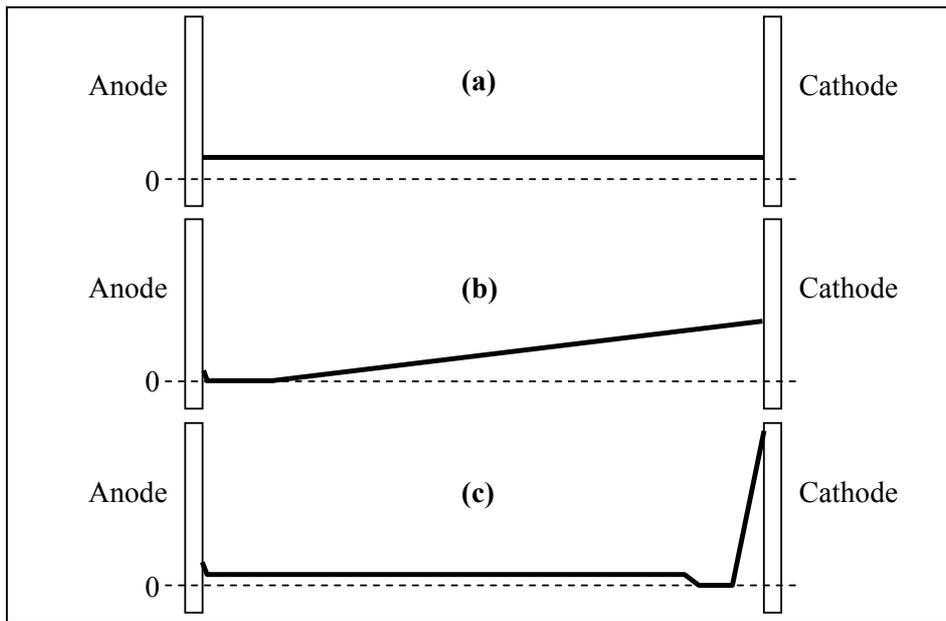


Figure 18 : Distribution spatiale du champ électrique
 (a) dans une décharge de Townsend
 (b) dans une décharge lumineuse subnormale
 (c) dans une décharge lumineuse normale

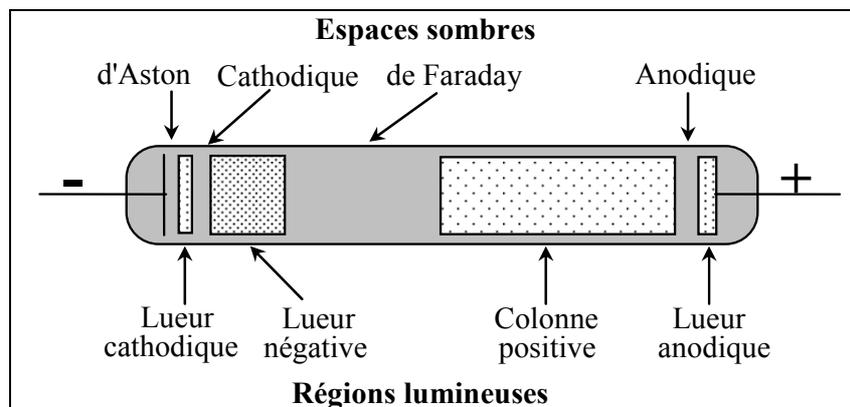


Figure 19 : Schéma des différentes régions caractéristiques d'une décharge lumineuse normale

b) Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique (DLPA)

L'effet mémoire d'une décharge à la suivante peut rendre caduque la règle qui dit que pour un produit $p.d$ supérieur à quelques Torr.cm un claquage de Townsend ne peut être observé. En effet, des études dans l'hélium [50, 51, 52] ont montré l'existence d'un régime lumineux, au sens basse pression du terme, à la pression atmosphérique. Ceci a été validé par le biais de photographies rapides de l'espace inter-diélectrique, d'un modèle numérique de la décharge développé par l'équipe de Pierre Ségur au C.P.A.T. [53] mais également par l'étude des caractéristiques électriques de la décharge.

Ainsi, cette étude a montré que les toutes premières avalanches se produisent dans tout l'espace inter-électrodes avant de se concentrer fortement et rapidement près de la cathode. Ce comportement s'accorde bien avec un amorçage de type Townsend suivi d'une transition en régime luminescent subnormal qui prévoit des avalanches successives dans l'espace inter-électrodes puis une décharge auto-entretenu par l'émission secondaire à la cathode. L'étude des caractéristiques de la décharge calculée à partir du modèle numérique (Figure 20) ainsi que des photographies rapides prises au maximum de courant (Figure 21) permet de mettre en évidence les similarités de structure entre la DLPA et les décharges luminescentes habituellement observées à basse pression. En effet, quatre régions spécifiques des décharges luminescentes peuvent être identifiées : une forte chute cathodique, la lueur négative, l'espace sombre de Faraday et la colonne positive.

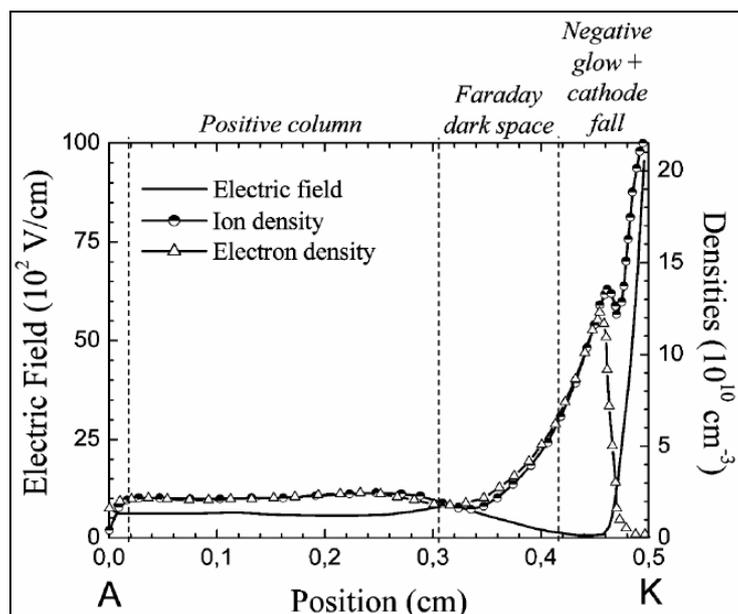


Figure 20 : Evolutions spatiales du champ électrique et des densités de charges au maximum du courant de décharge [50]

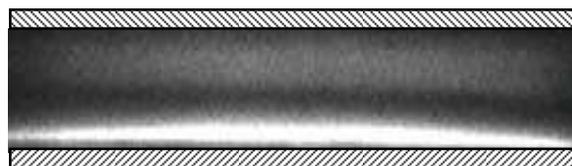


Figure 21 : Photographie rapide de l'espace inter-électrodes dans le cas d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique dans l'hélium [54]

L'étude des caractéristiques électriques de la décharge (Figure 22-a) permet également de définir le type de décharge. En effet, la caractéristique tension - courant de la décharge (Figure 22-b) permet de mettre en évidence qu'une fois la décharge amorcée, la tension appliquée sur le gaz diminue alors que le courant continue à augmenter. Ceci est totalement en accord avec un claquage de type Townsend suivi de la construction d'une chute cathodique et donc une transition en régime luminescent subnormal (Figure 23).

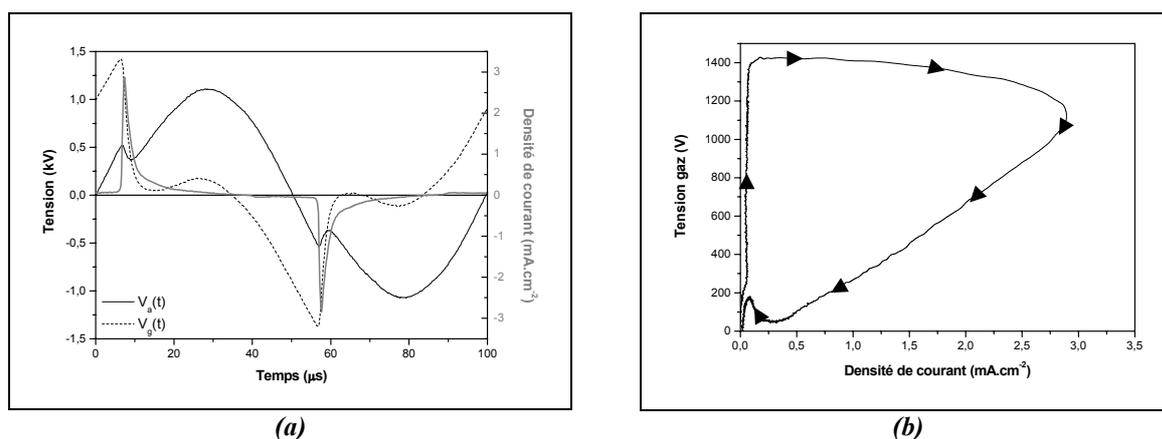


Figure 22 : Caractéristiques électriques d'une décharge luminescente dans l'hélium à pression atmosphérique ($f=10\text{ kHz}$, $V_a=2,4\text{ kV}_{cc}$)
(a) : évolution temporelle de la tension appliquée, V_a , de la tension gaz calculée, V_g , et de la densité de courant mesurée, (b) : caractéristique tension gaz en fonction de la densité de courant

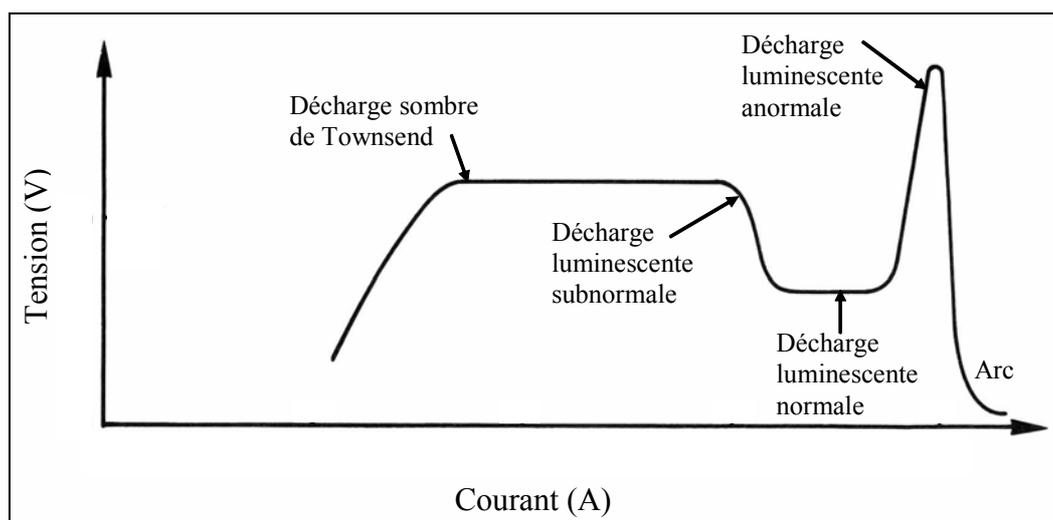


Figure 23 : Exemple d'une caractéristique courant-tension de décharge obtenue en courant continu et à faible pression [33]

Le Tableau 2 présente les ordres de grandeur des densités ioniques et électroniques de la DLPA dans la chute cathodique, la lueur négative et la colonne positive. Notons que celles-ci sont du même ordre de grandeur qu'à basses pressions :

	Densité ionique	Densité électronique
Chute cathodique	$5.10^{11} \text{ cm}^{-3}$	---
Lueur négative	$3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$
Colonne positive	10^{10} cm^{-3}	10^{10} cm^{-3}

Tableau 2 : Ordres de grandeur des densités ioniques et électroniques dans une décharge lumineuse à pression atmosphérique générée dans l'hélium [50]

III. LES DIFFERENTS MODELES DE DECHARGE

Deux types de modèles sont généralement employés pour modéliser les caractéristiques électriques de décharge. Nous décrirons successivement les avantages et inconvénients de chacun.

III-1. Modèles de type fluide

Il s'agit du type de modèles le plus communément employés dans le cas des plasmas froids [55,56,57,58]. Ces modèles sont généralement basés sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann pour le transport des particules et sur l'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique. Ils permettent de calculer les densités d'espèces à l'intérieur du plasma mais également les flux de particules sur les électrodes. Par conséquent, ils donnent une vision « microscopique » du plasma. Ce sont donc de formidables outils pour l'aide à la compréhension des phénomènes physiques à l'intérieur du plasma.

Suivant le type de plasma considéré, et en particulier son homogénéité, ces modèles sont à 1, 2 ou 3 dimensions. Bien évidemment, le temps de calcul croît avec la complexité du modèle. Et c'est bien là le principal inconvénient de ce type de modèle. En effet, en contrepartie d'une modélisation très fine des phénomènes physiques du plasma, le temps de calcul peut s'avérer extrêmement long.

III-2. Modèles de type circuit

Dans le cas des modèles de type circuit, le plasma n'est pas modélisé par un ensemble d'équations mais par des éléments de type circuit (résistance, capacité, inductance, source de tension, diode, ...). Ainsi, une gaine ou des diélectriques recouvrant des électrodes sont modélisés par des capacités, le plasma proprement dit par un élément dissipatif, un claquage par des diodes montées tête-bêche, ... La Figure 24 présente différents exemples de modèles de type circuit pour des plasmas de natures différentes (RF basse pression, panneau plasma, DBD).

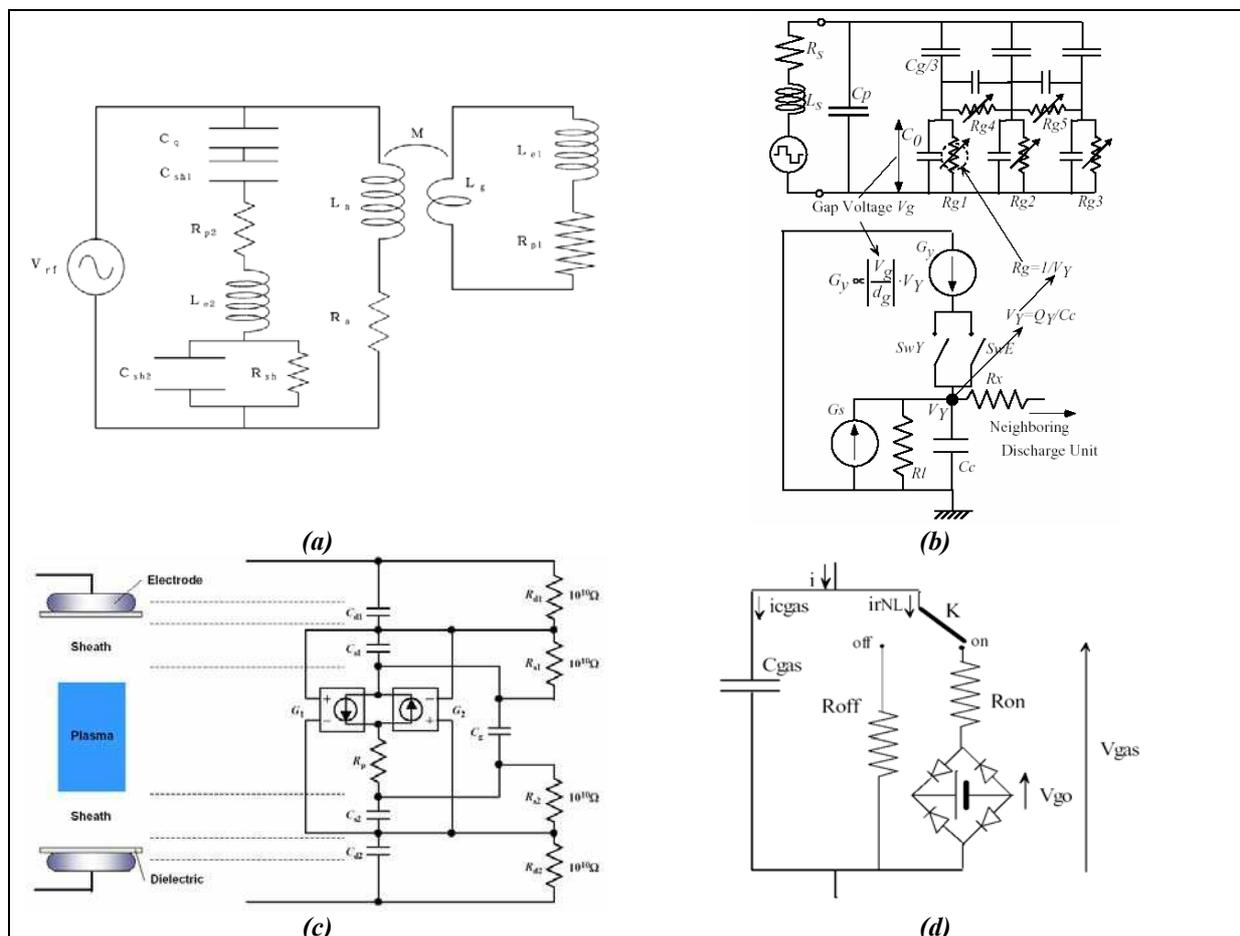


Figure 24 : Exemple de différents modèles de type circuit de décharges

(a) décharge radio-fréquence inductive basse pression [59]

(b) panneau plasma [60]

(c) décharge contrôlée par barrière diélectrique [61]

(d) décharge contrôlée par barrière diélectrique [62]

De par leur nature, ces modèles ne permettent pas d'avoir une vision microscopique du plasma mais au contraire une vision macroscopique, ce qui peut permettre de prendre du recul afin de se focaliser sur les phénomènes physiques principaux et d'étudier le couplage

générateur - décharge. Dans la majorité des cas, ces modèles sont simplement ajustés sur un point de fonctionnement. Ils ne permettent donc pas de modéliser le comportement d'un plasma correctement si les paramètres varient. Cependant, grâce à leurs structures ils peuvent être directement implantés dans des logiciels de simulation de type circuit et utilisés par exemple dans le cadre de développement d'alimentation électrique.

Ce type de modèle est souvent utilisé, en particulier dans le cas des DBD, comme support pour le calcul de grandeurs électriques internes de décharges non directement mesurables. On ne peut plus réellement parler dans ce cas de modèle mais plutôt de schéma électrique équivalent. Néanmoins, cela permet par exemple de calculer la tension réellement appliquée sur le gaz, ou le courant réellement dû à la décharge dans le cas d'une DBD [41,63].

Contrairement aux modèles fluides, de par sa faible complexité, ce type de modèle présente des temps de calculs très courts (de l'ordre de quelques dizaines de secondes au maximum pour une période) et permet également une mise en œuvre très aisée puisqu'il peut être réalisé sous n'importe quel logiciel de simulation de type circuit.

III-3. Conclusion

La comparaison directe de ces deux types de modèle n'a évidemment pas lieu d'être. Ils ont des vocations différentes et ne sont pas concurrents mais complémentaires. En effet, les modèles fluides fournissent de précieuses informations sur les densités et les flux des différentes espèces du plasma très complémentaires des outils de caractérisations expérimentales. Ils permettent d'avoir une vision « microscopique » de la décharge. Les modèles de type circuit quant à eux donnent une vision macroscopique de la décharge et peuvent facilement se coupler à un modèle d'alimentation électrique.

**CHAPITRE II :
DISPOSITIF EXPERIMENTAL
ET OUTILS DE CARACTERISATION**

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET OUTILS DE CARACTERISATION

Ce chapitre est consacré aux moyens expérimentaux utilisés pour réaliser le travail présenté dans cette thèse. Nous commencerons par décrire le dispositif expérimental, puis les différentes techniques de caractérisation de la décharge utilisées.

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La Figure 25 présente une photographie globale du dispositif expérimental. Celui-ci peut se décomposer en trois parties principales : la cellule de décharge qui se trouve à l'intérieur du réacteur, le système d'alimentation en gaz comprenant la partie injection ainsi que le système de pompage et enfin, l'alimentation électrique. Nous décrirons successivement ces trois parties.



Figure 25 : Photographie globale du dispositif expérimental

I-1. Réacteur et cellule de décharge

Le corps du réacteur est en acier inoxydable (Figure 25). Il forme un cylindre vertical de 350 mm de diamètre intérieur pour une hauteur de 330 mm, ce qui représente un volume total de

32 litres. Vingt passages étanches permettent d'assurer les connexions avec le système de régulation des gaz, l'alimentation électrique ainsi que les outils de diagnostics. Comme le montre la Figure 26, il peut être ouvert en son sommet afin d'accéder au montage intérieur et en particulier à la cellule de décharge.

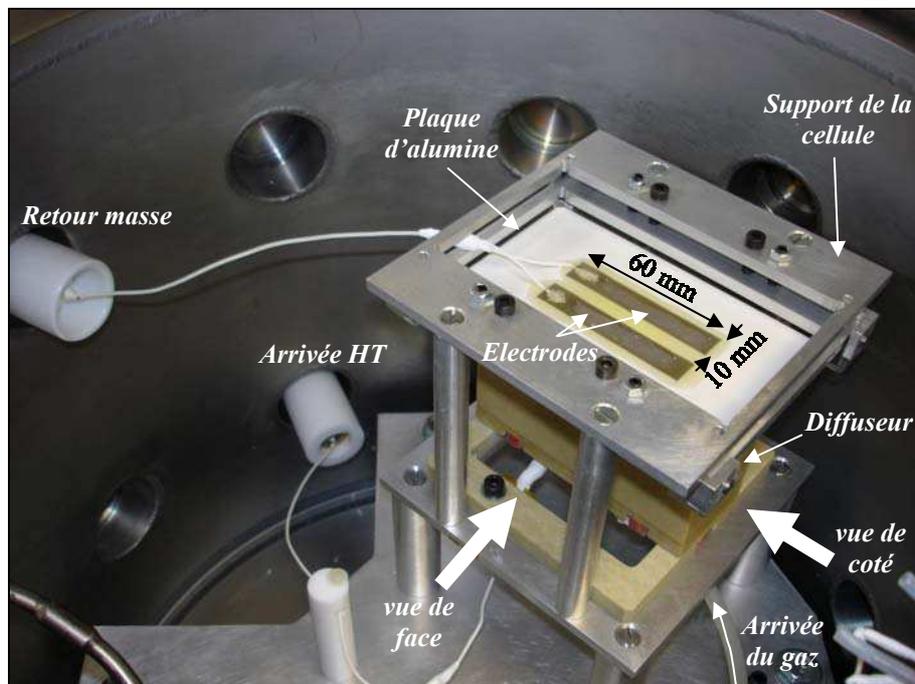


Figure 26 : Photographie de l'intérieur du réacteur montrant la cellule de décharge

Cette dernière est constituée de deux tubes diélectriques de section carrée métallisés sur une face intérieure et d'une plaque d'alumine en vis à vis métallisée en face arrière (Figure 27-a). Les métallisations à l'intérieur des tubes sont fixées au même potentiel, elles constituent les électrodes haute-tension alors que les électrodes métallisées sur l'alumine plane sont reliées à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de 50 Ω . Par conséquent, cette cellule de décharge permet de générer deux décharges symétriques de 60 mm x 10 mm. Afin de renouveler le gaz dans la zone de décharge, un flux de gaz est injecté entre les deux tubes (Figure 27-a). Cependant l'efficacité du balayage du gaz dépend du système de guidage. En effet, l'excitation du gaz génère un échauffement et une zone de surpression. Les molécules et atomes non chargés ont tendance à contourner cette zone. Afin d'éviter ceci, le gaz est guidé dans la décharge au moyen de cales en verre placées de part et d'autre de la zone de décharge (Figure 27-b). Ces cales permettent également de fixer la distance inter-diélectriques à 1 mm. Cette configuration de cellule de décharge est très proche de celle utilisée dans les procédés Corona. En effet, dans le cas d'un procédé Corona l'alumine plane recouvrant l'électrode

reliée à la masse est remplacée par un rouleau recouvert d'un diélectrique sur lequel défile le film à traiter.

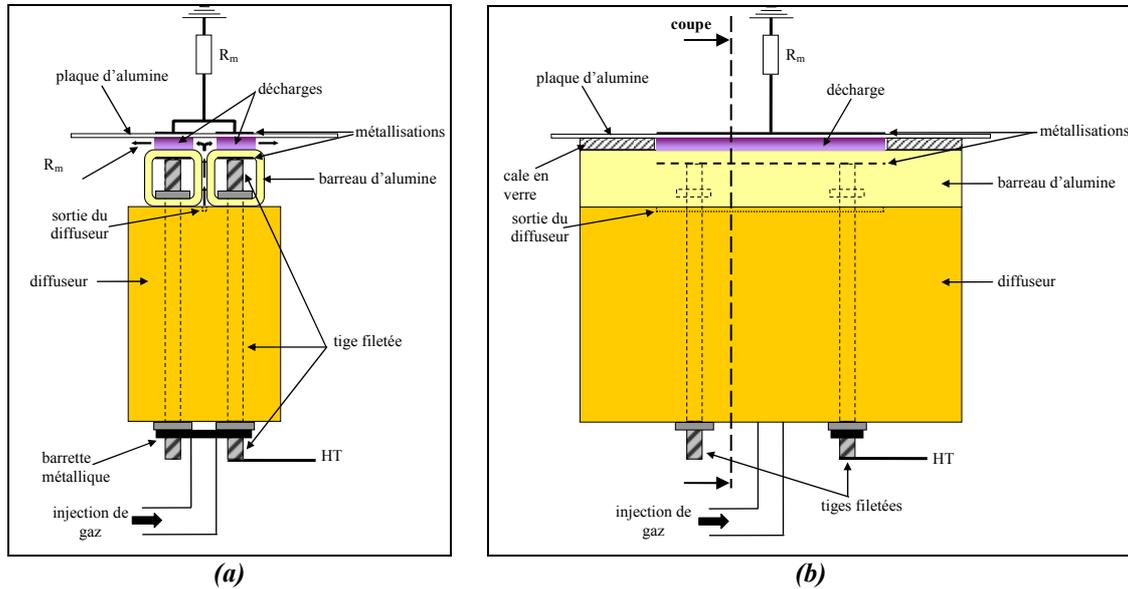


Figure 27 : Schémas de la cellule de décharge (a) vue en coupe, (b) vue de face

Les tubes diélectriques utilisés sont des alumines de type AD-998 (Al_2O_3 à 99,8 %) de section 15 x 15 mm pour une longueur de 100 mm et une épaisseur de diélectrique de 2,5 mm. L'alumine plane est de type AD-96 (Al_2O_3 à 96 %), sa longueur est de 115 mm pour une largeur de 70 mm et une épaisseur de 0,635 mm.

Les métallisations de toutes les électrodes sont réalisées par un dépôt de peinture sérigraphique à base d'un mélange Argent – Palladium sur les alumines. Une fois le dépôt effectué, l'ensemble alumine – peinture est recuit à 825°C pendant dix-huit minutes, ce qui assure une parfaite adhésion entre l'électrode et le diélectrique. Les connexions électriques sont réalisées par soudure à froid à l'aide d'une résine époxy conductrice de type EPO-TEK 415 G. Dans le cas des électrodes reliées à la masse, les fils de connexion sont directement soudés sur l'électrode. Pour les électrodes reliées à la haute-tension, le contact est réalisé par des tiges filetées qui assurent également la tenue mécanique des barreaux sur le diffuseur. Le câble d'arrivée haute-tension est ensuite connecté sur une des deux tiges filetées connectées entre elles par une barrette métallique (Figure 27-a).

Bien que tout le support de la cellule de décharge soit réalisé en métal (Figure 26), un soin particulier a été apporté à l'isolation électrique (passage haute-tension, gainage téflon de tous

les câbles, guidage du câble haute-tension, éloignement au maximum des parties métalliques). Ceci nous permet d'atteindre des tensions de l'ordre de 24 kV_{cc}.

I-2. Alimentation en gaz et système de pompage

Le système de régulation des gaz est un point clef de l'installation. Il est représenté dans son ensemble à la Figure 28. Le contrôle de l'atmosphère en réacteur ouvert (traitement en ligne) demande une conception très particulière de la cellule de décharge, principalement en ce qui concerne les injections de gaz. Ces techniques, maîtrisées par quelques équipementiers [15], sont difficilement transposables à un laboratoire de recherche. C'est pourquoi nous avons opté pour l'utilisation d'un réacteur fermé permettant un dégazage de la cellule de décharge avant l'introduction de l'azote. Ceci est réalisé au moyen d'une pompe à palette Leybold TRIVAC couplée à une pompe turbomoléculaire Leybold TURBOVAC. L'ensemble permet d'atteindre un vide inférieur à 10^{-3} mbar en quelques minutes.

Deux jauges de pression permettent de couvrir le domaine des pressions comprises entre 10^{-3} et 1000 mbar : une jauge Balzers APR 010 fonctionnant entre 1 et 1500 mbar et une jauge Leybold TR 211 pour les pressions allant de 10^{-3} à 1 mbar.

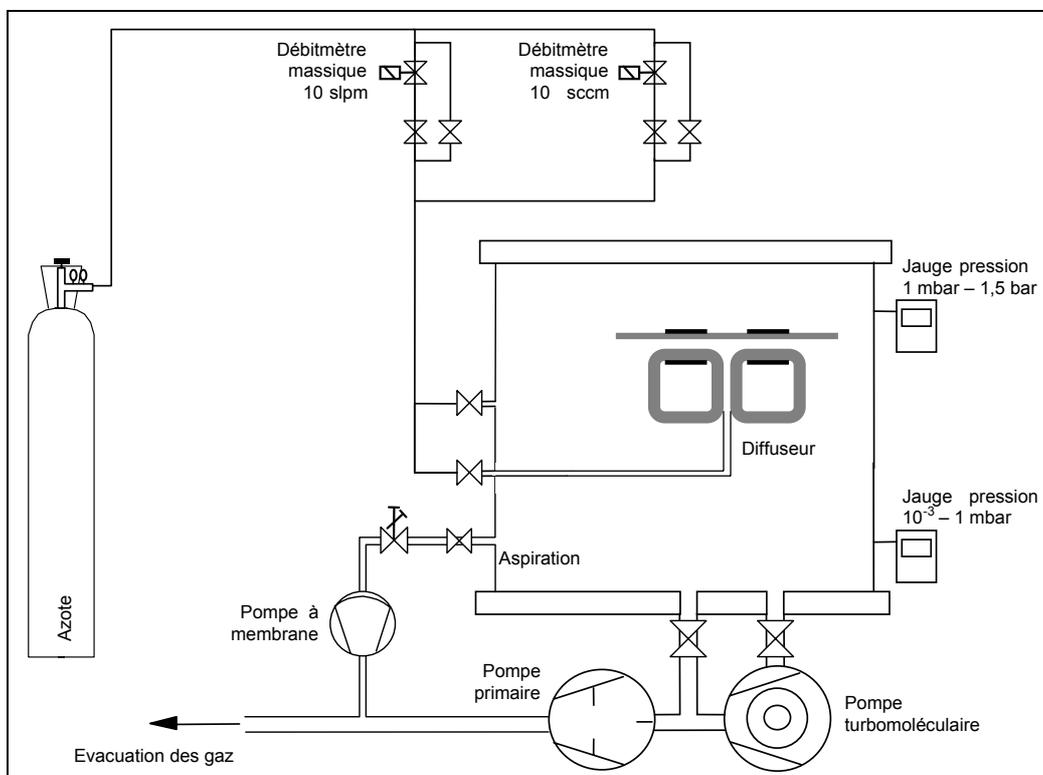


Figure 28 : Schéma général du système de régulation des gaz

Le gaz utilisé provient de la société Air Liquide, il s'agit d'azote Alphagaz 1 ($H_2O < 3$ ppm, $O_2 < 2$ ppm). Le flux de gaz est contrôlé par des régulateurs de débit massique. Une fois le réacteur rempli à la pression atmosphérique, un flux de gaz peut être maintenu entre les électrodes au moyen d'un diffuseur (Figure 27-b). Le gaz est ensuite guidé à travers la zone de décharge par l'intermédiaire de « cales » en verre (Figure 27-b). Une pompe à membrane ($30 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$) en série avec une micro-vanne permet de maintenir la pression constante dans le réacteur lorsqu'un flux de gaz est injecté.

Le débit de gaz est exprimé en sccm ($\text{cm}^3\cdot\text{min}^{-1}$) ou en slpm ($\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$) pour des conditions standards de pression et de température. Afin de rendre les résultats exposés dans ce manuscrit transposables à d'autres réacteurs, nous avons converti les débits de gaz en vitesses de gaz, exprimées en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, où la vitesse v est donnée par l'expression suivante :

$$v = \frac{Q}{2 \cdot d \cdot L} \quad \text{Eq. 5}$$

avec : Q : débit total du gaz ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$) ; d : distance inter-diélectriques ($1\cdot 10^{-3} \text{ m}$) ; L : largeur de la zone sur laquelle le gaz est guidé ($60\cdot 10^{-3} \text{ m}$)

I-3. Alimentation électrique

Le Figure 29 présente le circuit électrique utilisé pour alimenter la décharge. Celui-ci est constitué de plusieurs éléments.

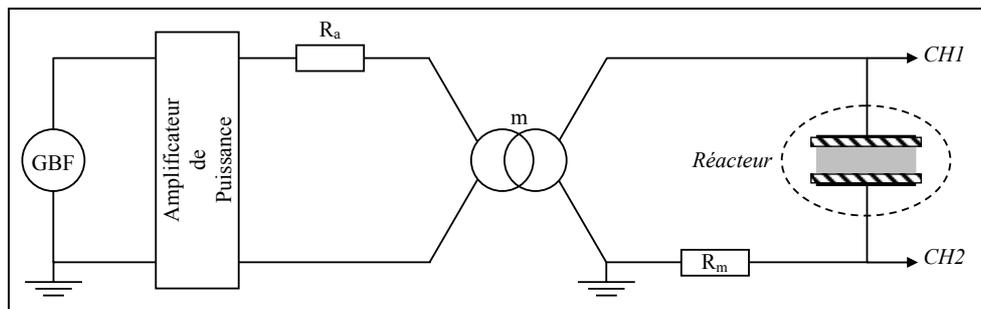


Figure 29 : Circuit d'alimentation électrique de la cellule de décharge

Le premier est un générateur de fonction Agilent 33120A qui fournit le signal de référence. Ce signal est ensuite appliqué à l'entrée d'un amplificateur de puissance linéaire Crest Audio modèle 8001 prévu pour fonctionner dans la bande de fréquence 20 Hz à 20 kHz et dont la fréquence de coupure à -3 dB est de 53 kHz. Cet amplificateur peut fournir une puissance pouvant atteindre 2800 VA pour une tension maximale de 182 V. En sortie de l'amplificateur se trouve la résistance de protection R_a de 4Ω en série avec le primaire d'un transformateur

élévateur de la société Montoux ($S=600$ VA, 60 V / 9 kV). Le transformateur a été conçu pour être utilisé dans une gamme de fréquence comprise entre 1 et 20 kHz. La cellule de décharge est connectée au secondaire du transformateur en série avec une résistance permettant de mesurer le courant de décharge.

II. OUTILS DE CARACTERISATION

II-1. Caractéristiques électriques de la décharge

Le comportement électrique d'une décharge dans un gaz est défini à partir du courant de décharge I_d et de la tension appliquée sur le gaz V_g . Cependant, dans le cas d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD), ces grandeurs ne sont pas directement mesurables, elles doivent être calculées à partir des mesures du courant I_m circulant dans la cellule de décharge et de la tension V_a appliquée sur la cellule de décharge.

Dans un premier temps, nous présenterons les mesures électriques réalisées. Puis nous décrirons le circuit électrique équivalent à la cellule de décharge. Et enfin, sur la base de ce circuit, nous déterminerons les relations liant les grandeurs électriques internes de la décharge aux courant et tension mesurés.

II-1-1. Mesures électriques

Le courant circulant dans la cellule de décharge est déduit de la mesure de la tension aux bornes de la résistance R_m de 50 Ω placée en série avec la cellule (Figure 29). Notons qu'une attention particulière devra être prise lors du choix de cette résistance. En effet, une résistance avec une « tendance capacitive » marquée aura pour conséquence de minimiser le courant mesuré (en particulier pour de fortes fréquences). Dans le cas où la résistance de mesure présente un comportement inductif non négligeable, le courant déduit de la mesure est au contraire surévalué. La vérification à l'aide d'un analyseur d'impédance HP 4284A montre que la résistance de mesure utilisée garde un comportement résistif sur la plage de fréquence allant de 20 Hz à 200 kHz.

Le signal est transmis à un oscilloscope numérique par l'intermédiaire d'un câble coaxial. Comme le montre la Figure 30, ce système permet de mesurer des signaux très rapides. La tension appliquée sur les électrodes est mesurée à l'aide d'une sonde haute-tension Tektronix P6015 dont la bande passante est de 75 MHz.

Ces signaux sont visualisés sur un oscilloscope numérique de marque Tektronix modèle TDS 784A dont la bande passante est de 1 GHz. Il est relié via une liaison IEEE à un micro-

ordinateur afin d'effectuer des acquisitions et des traitements en temps réel à l'aide d'un programme développé sous le logiciel Labview.

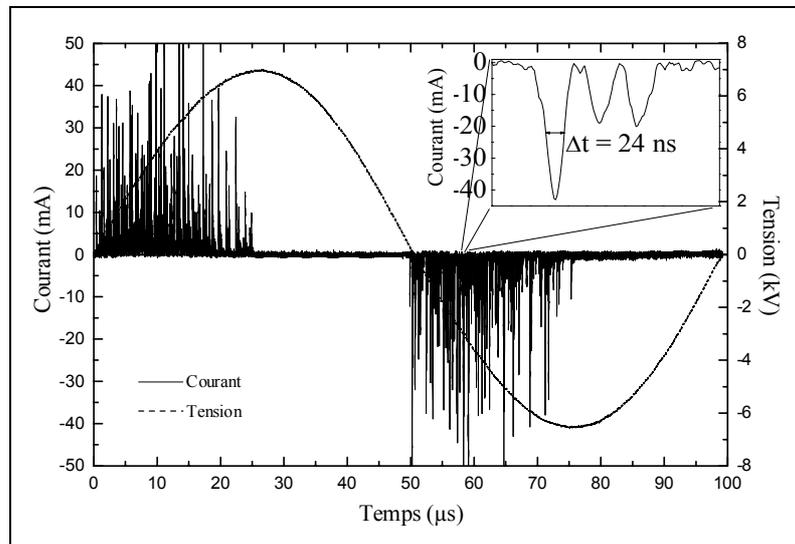


Figure 30 : Oscillogramme d'une décharge filamentaire [41]

II-1-2. Circuit électrique équivalent de la cellule de décharge

La Figure 31 présente le circuit électrique équivalent de la cellule de décharge. Le gaz non claqué est modélisé par la capacité C_g . Lors de l'amorçage de la décharge, l'impédance du gaz varie sans que la capacité C_g ne se modifie car le degré d'ionisation reste largement inférieur à 10^{-5} . Cette variation peut donc être représentée par une conductance variable en parallèle avec la capacité C_g . Comme le montre la Figure 31, le courant qui circule dans le gaz peut être décomposé en 2 parties : I_{C_g} , le courant lié à la capacité C_g et, I_d , le courant de décharge.

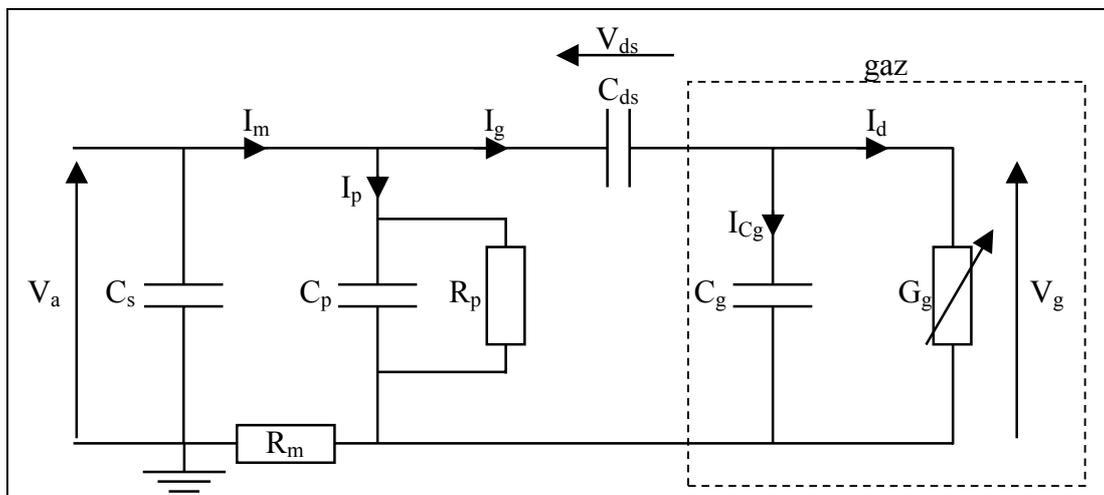


Figure 31 : Schéma électrique équivalent de la cellule de décharge

Notons que la capacité C_s représente la capacité de la sonde haute-tension utilisée (Tektronix P6015A – 3 pF). Le courant I_m est mesuré à l'aide de la résistance de mesure R_m de 50 Ω . Ce courant est la somme du courant circulant dans le gaz, I_g , et d'un courant, I_p , provenant des éléments parasites du circuit d'alimentation haute-tension ainsi que de la cellule de décharge. Ces éléments parasites proviennent des courants de fuites, des connexions, des défauts d'isollements ... Ils sont représentés au moyen du circuit R_p - C_p parallèle ($R_p=100$ M Ω , $C_p=3$ pF), dont les valeurs sont déterminées à partir de mesures du courant, I_m , et de la tension, V_a , lorsque la décharge est éteinte (Figure 32). Le courant I_m est en avance de $87,6^\circ$ sur la tension V_a , mettant ainsi en évidence le comportement capacitif de la cellule de décharge.

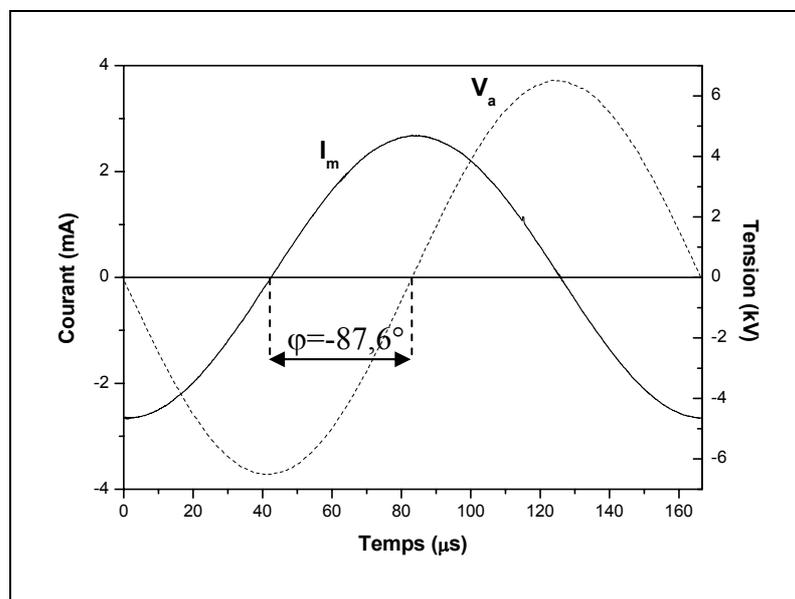


Figure 32 : Oscillogramme du courant mesuré, I_m , et de la tension appliquée sur les électrodes, V_a , lorsque la décharge est éteinte ($f=6$ kHz, $V_a=13$ kV_{cc})

En effet, dans ces conditions, le gaz est un milieu purement capacitif ($G_g=0$), de capacité C_g (Eq. 6). Les diélectriques solides qui recouvrent chaque électrode sont, quant à eux, modélisés au moyen de la capacité C_{ds} qui correspond à l'association série des capacités C_{ds1} et C_{ds2} qui représentent respectivement les capacités équivalentes des diélectriques recouvrant les électrodes reliées à la masse et à la haute-tension (Eq. 7). Les valeurs de C_{ds1} et C_{ds2} dépendent de la section considérée. En effet, lorsque la décharge est éteinte, il faut considérer une section égale à celle des électrodes (12 cm²) alors que lorsque le gaz est claqué, il faut considérer la section de la décharge. La section de la DTPA étant égale à celle des électrodes, nous considérerons toujours la section des électrodes. Les valeurs des capacités C_{ds1} et C_{ds2} ont été déterminées expérimentalement à l'aide d'un analyseur d'impédance HP 4284A après

avoir métallisé les diélectriques sur les deux faces : $C_{ds1}=166,6$ pF et $C_{ds2}=48$ pF. Ainsi, la cellule de décharge peut être représentée par un circuit RC parallèle, dont la résistance est égale à la résistance parasite R_p , et la capacité correspond à la capacité, C_{equ} (Eq. 8), équivalente à l'ensemble des capacités de la cellule de décharge : C_p, C_{ds}, C_g .

Pour une surface des électrodes 12 cm^2 et une distance inter-diélectriques de 1 mm , nous avons :

$$C_g = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{rg} \cdot S}{d} = 10,62 \text{ pF} \quad \text{Eq. 6}$$

avec : ε_0 : permittivité du vide ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$) ; ε_{rg} : permittivité relative du gaz (1 dans le cas de l'azote) ; S : surface des électrodes ; d : distance inter-diélectriques.

$$C_{ds} = \frac{C_{ds1} \cdot C_{ds2}}{C_{ds1} + C_{ds2}} = 37,26 \text{ pF} \quad \text{Eq. 7}$$

avec : C_{ds1} : capacité équivalente au diélectrique recouvrant l'électrode reliée à la masse (166,6 pF) ; C_{ds2} : capacité équivalente au diélectrique recouvrant l'électrode reliée à la haute-tension (48 pF).

Le module et l'argument de l'impédance équivalente à la cellule de décharge Z_{equ} sont calculés à partir des relevés expérimentaux du courant I_m et de la tension V_a (Figure 32) ; L'équation 9 permet de déterminer la valeur de la résistance parasite, R_p , et de la capacité, C_{equ} . La valeur de la capacité parasite, C_p , est déduite de l'équation 8, les valeurs de C_{ds} et C_g étant connues. L'équation 10 permet de calculer le courant parasite, I_p , et donc de déduire le courant circulant dans le gaz, I_g , à partir du courant mesuré, I_m . Par la suite, seul le courant I_g sera considéré (Eq. 10).

$$C_{equ} = C_p + \frac{C_{ds} \cdot C_g}{C_{ds} + C_g} \quad \text{Eq. 8}$$

$$\left| \underline{Z_{equ}} \right| = \frac{R_p}{\sqrt{1 + \omega^2 \cdot R_p^2 \cdot C_{equ}^2}} \text{ et } \text{Arg}(\underline{Z_{equ}}) = -\tan^{-1}(\omega \cdot R_p \cdot C_{equ}) \quad \text{Eq. 9}$$

$$I_g(t) = I_m(t) - I_p(t) \quad \text{Eq. 10}$$

$$\text{avec : } I_p(t) = \frac{V_a(t) - R_m \cdot I_m(t)}{R_p} + C_p \cdot \frac{d(V_a(t) - R_m \cdot I_m(t))}{dt}$$

II-1-3. Calcul des grandeurs électriques internes de la DTPA

Sur la base du circuit électrique présenté Figure 31, il est possible de calculer le courant de décharge ainsi que la tension réellement appliquée sur le gaz. Comme nous l'avons dit précédemment, le courant circulant dans le gaz, I_g , peut être séparé en deux composantes distinctes : d'une part, le courant dû à l'effet capacitif du gaz, I_{Cg} , et d'autre part, le courant de décharge, I_d , dû à l'ionisation du gaz. Lors de l'amorçage de la décharge, le gaz passe d'un état capacitif à un état résistif. Ce changement d'état est représenté par la conductance variable G_g qui caractérise l'état d'ionisation du gaz.

La tension appliquée sur le gaz, V_g , est déduite de la tension appliquée, V_a , et de la capacité équivalente des diélectriques solides, C_{ds} , (Eq. 11). La tension d'alimentation étant sinusoïdale, la constante $V_{ds}(t_0)$ est définie de manière à ce que la valeur moyenne de $V_{ds}(t)$ soit nulle. Connaissant V_g , il est ainsi possible de séparer le courant de décharge, I_d , du courant capacitif, I_{Cg} (Eq. 12).

$$V_g(t) = V_a(t) - V_{ds}(t) - R_m \cdot I_m(t) \quad \text{Eq. 11}$$

$$\text{avec : } V_{ds}(t) = \frac{1}{C_{ds}} \int_{t_0}^{t_0+t} I_g(t) \cdot dt + V_{ds}(t_0)$$

$$I_d(t) = I_g(t) - I_{Cg}(t) \quad \text{Eq. 12}$$

$$\text{avec : } I_{Cg}(t) = C_g \cdot \frac{dV_g(t)}{dt}$$

A partir de la tension V_g appliquée sur le gaz et du courant de décharge I_d , la puissance surfacique moyenne P dissipée dans la décharge est calculée (Eq. 13).

$$P = \frac{1}{T \cdot S} \int_0^T V_g(t) \cdot I_d(t) \cdot dt \quad (\text{W.cm}^{-2}) \quad \text{Eq. 13}$$

avec : T : période de la tension appliquée sur la cellule de décharge (s) ; S : surface de la zone de décharge (12 cm^2)

II-2. Caractéristiques thermiques de la décharge

L'évolution de la température du gaz dans la décharge est étudiée à partir de mesures de la température en surface des diélectriques et par spectroscopie d'émission optique. Nous décrirons successivement chacune de ces méthodes.

II-2-1. Mesure de la température des diélectriques

Une thermosonde à résistance de platine PT100 placée dans un support métallique collé par une résine conductrice sur une des métallisations de l'alumine plane permet de mesurer la température en face arrière du diélectrique en vis-à-vis de la décharge (Figure 33). La détermination de la température est réalisée par un boîtier de commande Eurotherm 2404. Celui-ci est interfacé avec un micro-ordinateur qui gère également le système d'acquisition du courant circulant dans la cellule de décharge et de la tension appliquée ainsi que la commande du générateur de fonction qui fournit le signal d'entrée de l'amplificateur de puissance. Tout ceci est géré par une interface réalisée sous le logiciel Labview.

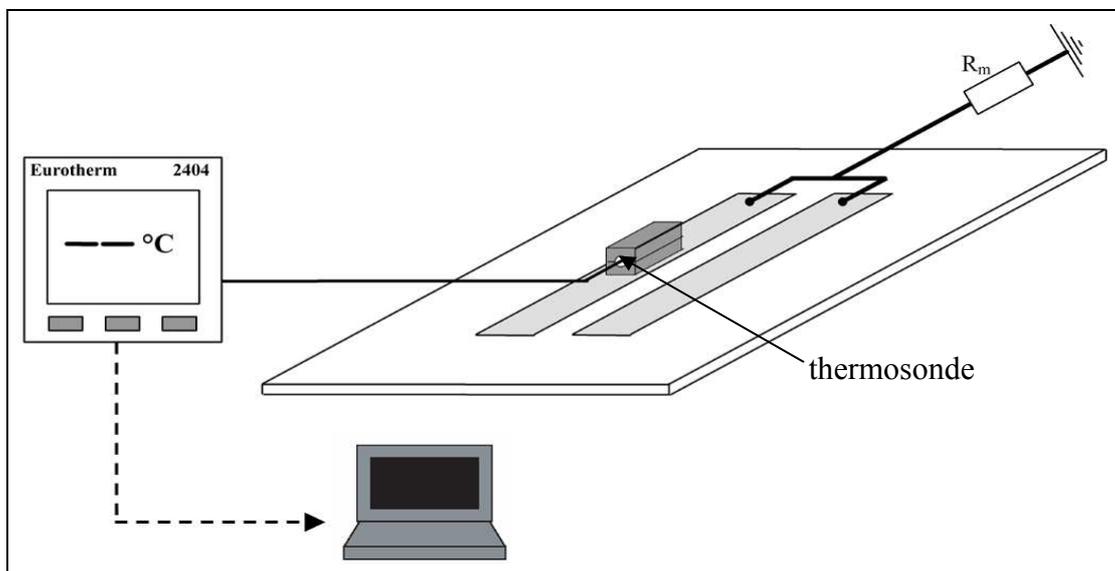


Figure 33 : Schéma de principe de la mesure de température du diélectrique recouvrant les électrodes reliées à la masse

Ce type de mesure est possible seulement sur les électrodes de l'alumine plane car leur potentiel est proche de la masse, la résistance de mesure R_m n'induisant qu'une très faible chute de tension (< 1 V). Pour mesurer la température des diélectriques recouvrant les électrodes portées à la haute-tension, des mesures à distance (en utilisant par exemple un thermomètre infrarouge) sont préférables car elles permettent de s'affranchir des problèmes d'isolation électrique. Les résultats obtenus sont très similaires ; toutefois, l'incertitude sur la mesure est plus importante en particulier lorsqu'il n'est pas possible de réaliser la mesure sur une partie du diélectrique directement en contact avec la décharge comme c'est le cas avec les barreaux diélectriques utilisés ici.

II-2-2. Estimation de la température du gaz par spectroscopie d'émission optique

L'analyse du rayonnement électromagnétique émis par la décharge permet de déduire des informations sur le milieu émissif telles que la densité d'espèces présentes ou bien les différentes températures du plasma, en particulier : la température vibrationnelle, T_{vib} , et la température rotationnelle, T_{rot} . En général, les températures se répartissent de la manière suivante : $T_{\text{vib}} > T_{\text{rot}}$ avec T_{rot} qui est sensiblement égale à la température du gaz T_{gaz} . Nous avons donc cherché à déterminer la température rotationnelle d'une espèce présente dans la décharge afin d'en déduire la température du gaz.

Ceci est généralement réalisé dans le cas d'une décharge en azote en étudiant soit le premier système négatif pour les ions N_2^+ [64,65,66] soit le second système positif pour les neutres N_2 [67,68,69,70]. Lors de cette étude, la température rotationnelle est déduite du second système positif de N_2 car dans le cas d'une DTPA, nous n'observons pas d'émission du premier système négatif de N_2^+ .

La Figure 34 présente une partie du spectre du second système positif de l'azote obtenu dans le cas d'une Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA) pour des longueurs d'onde comprises entre 360 et 436 nm. Comme nous pouvons le voir, le pic le plus intense est situé à $380,49 \text{ nm}$ ce qui correspond à la transition $C^3\Pi_u v'=0$ vers $B^3\Pi_g v''=2$. C'est ce pic à $380,49 \text{ nm}$ qui a été utilisé pour déterminer la température rotationnelle.

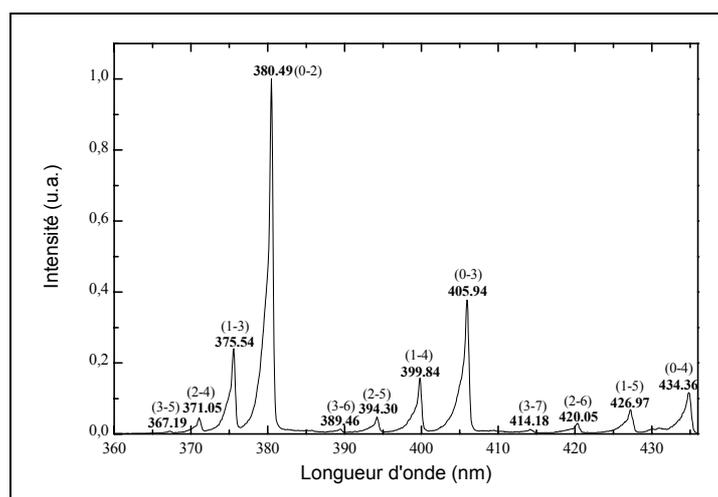


Figure 34 : Spectre du second système positif de l'azote obtenu dans une DTPA de 360 à 436 nm

Après avoir décrit le dispositif de mesure utilisé, nous présenterons les différentes solutions permettant de déterminer la température rotationnelle. Puis nous nous focaliserons sur le

calcul de spectres synthétiques dans le cas du second système positif de l'azote avant de valider ces spectres par comparaison avec un relevé expérimental.

a) Dispositif de mesure

Le rayonnement émis par la décharge est observé à travers un hublot en quartz (Figure 35). Une lentille convergente est utilisée pour analyser localement la lumière émise par la décharge et pour obtenir une image sur la fente d'entrée du monochromateur (Jobin Yvon THR 1500). Les mesures sont réalisées en couplant le monochromateur à un photomultiplicateur (Hamamatsu R928) associé à une unité de comptage de photons interfacée avec un micro-ordinateur.

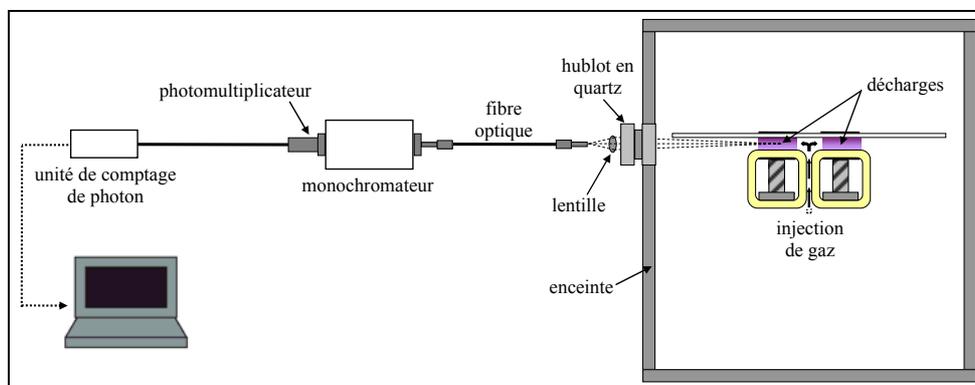


Figure 35 : Dispositif expérimental utilisé pour les mesures de spectroscopie optique

La Figure 36 présente un exemple de spectre mesuré dans le cas d'une DTPA pour des longueurs d'ondes comprises entre 375 et 381 nm. Comme nous pouvons le voir, la résolution du système de mesure ($\approx 1 \text{ \AA}$) permet de visualiser la structure fine des raies rotationnelles.

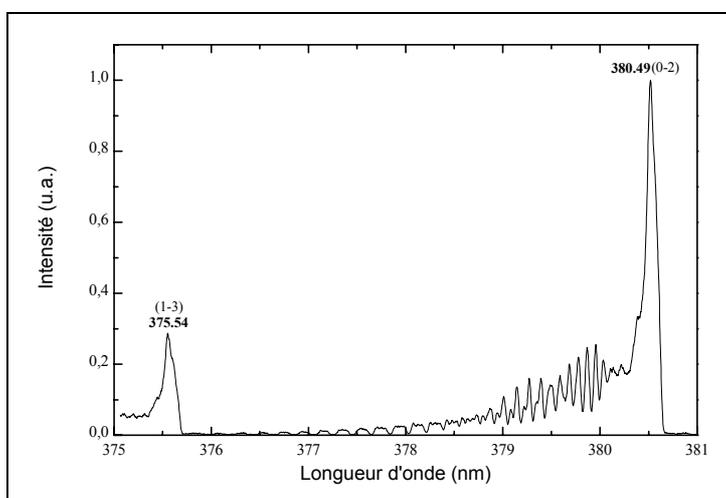


Figure 36 : Exemple de spectre mesuré dans le cas d'une DTPA entre 375 et 381 nm

b) Détermination de la température rotationnelle

Dans le cas de structures relativement simples et bien résolues, la construction d'un diagramme de Boltzmann (Eq. 14) permet de déterminer la température rotationnelle uniquement à partir de l'amplitude des raies centrales des triplets des branches R [71,72]. En effet, la courbe obtenue est une droite de pente négative donc le coefficient directeur, a , dépend de la température rotationnelle (Eq. 15).

$$\text{Log} \frac{I(J', J'')}{S(J', J'')} = f(J'(J'+1)) \quad \text{Eq. 14}$$

avec : $I_{J,J'}$: amplitude des raies centrales des triplets des branches R ; $S_{J,J'}$: Facteurs de Hönl-London [73] ; J' : niveau rotationnel supérieur.

$$a = \frac{B_v \cdot h \cdot c}{k \cdot T_{rot}} \quad \text{Eq. 15}$$

avec : B_v : constante rotationnelle qui dépend du niveau vibrationnel considéré (Eq. 20) ; $h=6,6260755 \cdot 10^{-34}$ J.s ; $c=3 \cdot 10^8$ m.s⁻¹ ; $k=1,380658 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹ ; T_{rot} : température rotationnelle.

Cependant, si la structure est trop complexe ou si la résolution est insuffisante, la température rotationnelle ne peut être déterminée par un diagramme de Boltzmann. C'est le cas dans nos conditions, la résolution n'étant pas assez importante pour déterminer avec précision l'amplitude des raies centrales des triplets des branches R dans la zone où ils se détachent des autres raies (Figure 37). Cela se traduit par une incertitude très importante (plusieurs dizaines de K) sur la détermination de la température rotationnelle à partir du diagramme de Boltzmann. Dans ce cas, la modélisation numérique du spectre est indispensable pour déterminer la température rotationnelle. C'est l'accord entre le spectre synthétique et le spectre expérimental qui permet de déterminer la température rotationnelle T_{rot} .

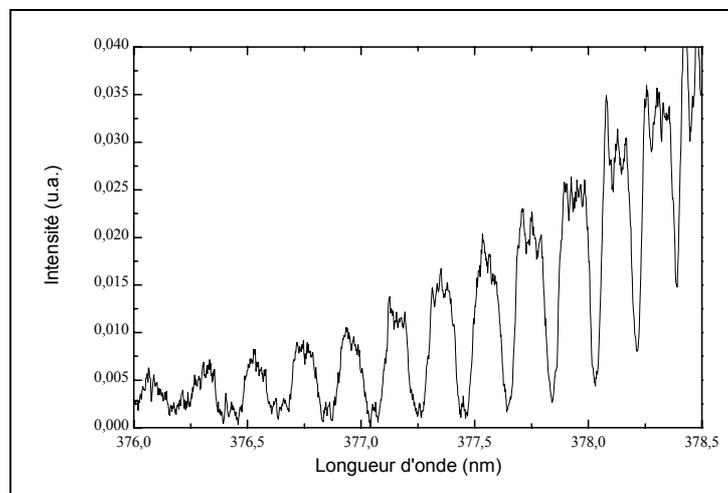


Figure 37 : Spectre mesuré dans le cas d'une DTPA entre 376 et 378,5 nm

c) Calcul des spectres synthétiques

Ce calcul est basé sur les travaux réalisés par Herzberg, Huber et Kovacs [73,74,75]. La première étape consiste à calculer la longueur d'onde de chaque transition rotationnelle (v', J' vers v'', J''). Dans le cas du second système positif de l'azote, nous sommes en présence de trois branches (P, Q et R) comportant chacune trois sous niveaux (1, 2 et 3). Les positions de chaque raie en fonction du niveau rotationnel J sont calculées par les équations 16, 17 et 18 à partir de la raie zéro ν_0 (Eq. 19) et des termes d'énergie rotationnelle (Eq. 20.).

Les valeurs des constantes spectroscopiques et de la constante de couplage Y en fonction du nombre quantique v pour les états électroniques $C^3\Pi_u$ et $B^3\Pi_g$ de N_2 sont reportées respectivement dans les Tableaux 3 et 4.

$$\begin{aligned} R_1(J) &= \nu_0 + F_1'(J+1) - F_1''(J) \\ R_2(J) &= \nu_0 + F_2'(J+1) - F_2''(J) \\ R_3(J) &= \nu_0 + F_3'(J+1) - F_3''(J) \end{aligned} \tag{Eq. 16}$$

$$\begin{aligned} Q_1(J) &= \nu_0 + F_1'(J) - F_1''(J) \\ Q_2(J) &= \nu_0 + F_2'(J) - F_2''(J) \\ Q_3(J) &= \nu_0 + F_3'(J) - F_3''(J) \end{aligned} \tag{Eq. 17}$$

$$\begin{aligned} P_1(J) &= \nu_0 + F_1'(J-1) - F_1''(J) \\ P_2(J) &= \nu_0 + F_2'(J-1) - F_2''(J) \\ P_3(J) &= \nu_0 + F_3'(J-1) - F_3''(J) \end{aligned} \tag{Eq. 18}$$

$$\begin{aligned} \nu_0 &= T_e' - T_e'' + G(v') - G(v'') \\ \text{avec : } G(v') &= \omega_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right) - \omega_e \cdot x_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \omega_e \cdot y_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right)^3 + \omega_e \cdot z_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right)^4 \end{aligned} \tag{Eq. 19}$$

$$\begin{aligned} F_1(J) &= B_v \cdot [J \cdot (J+1) - \sqrt{Z_1} - 2 \cdot Z_2] - D_v \cdot \left(J - \frac{1}{2}\right)^4 \\ F_2(J) &= B_v \cdot [J \cdot (J+1) + 4 \cdot Z_2] - D_v \cdot \left(J + \frac{1}{2}\right)^4 \\ F_3(J) &= B_v \cdot [J \cdot (J+1) + \sqrt{Z_1} - 2 \cdot Z_2] - D_v \cdot \left(J + \frac{3}{2}\right)^4 \end{aligned} \tag{Eq. 20}$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } B_v &= B_e - \alpha_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right) + \gamma_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \\ Dv &= \frac{4 \cdot B_e^3}{\omega_e^2} + \beta_e \cdot \left(v + \frac{1}{2}\right) \\ Z_1 &= Y \cdot (Y - 4) + \frac{4}{3} + 4 \cdot J \cdot (J + 1) \\ Z_2 &= \frac{1}{3 \cdot Z_1} \cdot \left[Y \cdot (Y - 1) - \frac{4}{9} - 2 \cdot J \cdot (J + 1) \right] \end{aligned}$$

	$C^3\Pi_u$	$B^3\Pi_g$
T_e	89136,88	59619,09
α_e	0,024	0,01793
β_e	$2,137 \cdot 10^{-6}$	$9,584 \cdot 10^{-9}$
γ_e	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$-1,04 \cdot 10^{-4}$
δ_e	$-6 \cdot 10^{-4}$	$4,882 \cdot 10^{-6}$
ω_e	2047,78	1734,025
$\omega_e \cdot x_e$	28,9488	14,412
$\omega_e \cdot y_e$	2,24731	$-3,3 \cdot 10^{-3}$
$\omega_e \cdot z_e$	-0,55145	$-7,9 \cdot 10^{-4}$
B_e	1,82677	1,63772

Tableau 3 : Constantes spectroscopiques des états électroniques $C^3\Pi_u$ et $B^3\Pi_g$ de N_2 [76]

v	$B^3\Pi_g$	$C^3\Pi_u$
0	25,9	21,5
1	26,2	21,5
2	26,4	21,4
3	26,8	21,1
4	27,0	20,3

Tableau 4 : Valeurs sans dimension de la constante de couplage Y en fonction du nombre quantique v pour les états $B^3\Pi_g$ et $C^3\Pi_u$ de N_2 [77]

Une fois les positions de toutes les transitions rotationnelles connues, leurs amplitudes respectives sont calculées à partir de l'équation 21. Cette équation dépend des facteurs de Franck-Condon $q_{v'v''}$ (Tableau 5), des facteurs de Hönl-London $S_{J'J''}$ (Tableau 6), de la fonction de partition des niveaux rotationnels $Q_{rot(v')}$ (Eq. 22), des termes d'énergie rotationnelle $F'(J')$ et vibrationnelle $G'(v')$ (Eq. 20 et Eq. 19), du facteur d'alternance des intensités de raies $L(J, P_{ef}, P_{gu})$ et des températures rotationnelle T_{rot} et vibrationnelle T_{vib} . Les facteurs de Hönl-London dépendent du cas de Hund considéré [73,80]. Pour le calcul des spectres, nous avons considéré la transition $^3\Pi(a) \rightarrow ^3\Pi(a)$ qui correspond à un cas a de Hund (Tableau 6) en se basant sur [78].

$$I_{v',v'',J',J''} = cste \cdot \frac{q_{v'v''} \cdot S_{J'J''}}{\lambda^4 \cdot Q_{rot}(v')} \cdot \exp\left(\frac{-F'(J') \cdot h \cdot c}{k \cdot T_{rot}}\right) \cdot \exp\left(\frac{-G'(v') \cdot h \cdot c}{k \cdot T_{vib}}\right) \cdot L(J, P_{ef}, P_{gu}) \quad \text{Eq. 21}$$

avec : $q_{v'v''}$: facteurs de Franck-Codon (Tableau 5) ; $S_{J'J''}$: facteurs de Hönl-London (Tableau 6) ; λ : longueur d'onde (cm^{-1}) ; $Q_{rot(v')}$: fonction de partition des niveaux rotationnels (Eq. 22) ; $h=6,6260755 \cdot 10^{-34}$ J.s ; $c=3 \cdot 10^8$ m.s⁻¹ ; $k=1,380658 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹ ; T_{rot} : température rotationnelle ; T_{vib} : température vibrationnelle ; $L(J, P_{ef}, P_{gu})$: facteur d'alternance des intensités de raies.

$$Q_{rot}(v') = 1 + 3 \cdot \exp\left(\frac{-2 \cdot B_v \cdot h \cdot c}{k \cdot T_{rot}}\right) + 5 \cdot \exp\left(\frac{-6 \cdot B_v \cdot h \cdot c}{k \cdot T_{rot}}\right) \quad \text{Eq. 22}$$

$v'' \backslash v'$	0	1	2	3	4
0	$4,515 \cdot 10^{-1}$	$3,275 \cdot 10^{-1}$	$1,466 \cdot 10^{-1}$	$5,198 \cdot 10^{-2}$	$1,610 \cdot 10^{-2}$
1	$3,944 \cdot 10^{-1}$	$2,182 \cdot 10^{-2}$	$2,037 \cdot 10^{-1}$	$1,980 \cdot 10^{-1}$	$1,101 \cdot 10^{-1}$
2	$1,330 \cdot 10^{-2}$	$3,420 \cdot 10^{-1}$	$2,370 \cdot 10^{-2}$	$6,410 \cdot 10^{-2}$	$1,611 \cdot 10^{-1}$
3	$2,017 \cdot 10^{-2}$	$2,530 \cdot 10^{-1}$	$2,105 \cdot 10^{-1}$	$8,863 \cdot 10^{-2}$	$4,982 \cdot 10^{-3}$
4	$9,575 \cdot 10^{-4}$	$5,368 \cdot 10^{-2}$	$3,303 \cdot 10^{-1}$	$1,195 \cdot 10^{-1}$	$1,139 \cdot 10^{-1}$

Tableau 5 : Facteurs de Franck-Condon pour le second système positif de l'azote [79]

Raies	$S_{J,J''}$	
	Cas a de Hund ${}^3\Pi(a) \rightarrow {}^3\Pi(a)$	Cas b de Hund ${}^3\Pi(b) \rightarrow {}^3\Pi(b)$
$P_1(J)$	J	$\frac{(J-2)J(2J+1)}{(J-1)(2J-1)}$
$P_2(J)$	$\frac{(J-1)(J+1)}{J}$	$\frac{(J-1)^2(J+1)^2}{J^3}$
$P_3(J)$	$\frac{(J-2)(J+2)}{J}$	$\frac{J(J+2)(2J-1)}{(J+1)(2J+1)}$
$Q_1(J)$	0	$\frac{(J+1)(2J+1)}{J^3}$
$Q_2(J)$	$\frac{2 \cdot J + 1}{J(J+1)}$	$\frac{(2J+1)(J^2+J-1)^2}{J^3(J+1)^3}$
$Q_3(J)$	$\frac{4(2 \cdot J + 1)}{J(J+1)}$	$\frac{J(2J+1)}{(J+1)^3}$
$R_1(J)$	$J+1$	$\frac{(J-1)(J+1)(2J+3)}{J(2J+1)}$
$R_2(J)$	$\frac{J(J+2)}{J+1}$	$\frac{J^2(J+2)^2}{(J+1)^3}$
$R_3(J)$	$\frac{(J-1)(J+3)}{J+1}$	$\frac{(J+1)(J+3)(2J+1)}{(J+2)(2J+3)}$

Tableau 6 : Facteurs de Hönl-London $S_{J,J''}$ pour les cas a et b de Hund [80]

Le facteur d'alternance des intensités de raies $L(J, P_{ef}, P_{gu})$ est dû au moment de spin nucléaire [73,81]. Pour des molécules diatomiques hétéronucléaires, ce est égal à 1. Dans le cas de molécules diatomiques homonucléaires, il dépend de la parité des niveaux supérieurs et

inférieurs, le Tableau 7 récapitule la détermination de ce facteur en fonction des différents paramètres [82]. Les valeurs de P_{ef} , P_{gu} , J^* et I sont déterminées de la manière suivante :

- $P_{ef}=1$ si le niveau supérieur de la transition est de parité e, -1 si il est de parité f.
- $P_{gu}=1$ si le niveau électronique supérieur est pair, -1 s'il ne l'est pas.
- $J^*=J$ pour des niveaux rotationnels entiers et $J^*=J-1/2$ pour des niveaux rotationnels non entiers.
- I est le spin nucléaire, il est égal à 1 dans le cas de l'azote.

D'après les règles de sélection [73], le cas d'une transition $\Pi \rightarrow \Pi$ est particulier. En effet, pour chaque valeur de J on a, à la fois, une transition de parité e et une de parité f. L'une ayant un facteur d'intensité égal à 1/3 et l'autre à 2/3 (et vice-versa) [73]. Cependant, comme dans notre cas la résolution spectrale ne nous permet pas de séparer les positions en longueur d'onde des deux transitions e et f, nous n'avons considéré qu'une seule transition avec un facteur d'intensité égal à 1. Comme nous ne nous intéressons pas aux intensités absolues du spectre synthétique mais uniquement aux valeurs des températures rotationnelles et vibrationnelles, cette approximation est tout à fait acceptable.

$P_{ef} \times P_{gu} \times (-1)^{J^*}$	$L(J, P_{ef}, P_{gu})$	
	I entier	I non entier
1	$(I+1)/(2I+1)$	$I/(2I+1)$
-1	$I/(2I+1)$	$(I+1)/(2I+1)$

Tableau 7 : Détermination du facteur d'alternance des intensités de raies $L(J, P_{ef}, P_{gu})$

Connaissant la position et l'intensité de chaque transition rotationnelle, le spectre synthétique est calculé dans la gamme de longueurs d'ondes choisie en approximant chaque transition par un profil gaussien dont la largeur à mi-hauteur est celle délivrée par l'appareillage (Eq. 23). Toutes les transitions sont ensuite superposées et les températures rotationnelle et vibrationnelle sont déterminées par itérations successives :

- Pour la température vibrationnelle, le critère de convergence est le rapport des pics principaux (375,54 et 380,49 nm).
- alors que pour la température rotationnelle, le critère de convergence est l'aire de la structure fine calculée en faisant correspondre les aires expérimentales et modélisées de la transition $C^3 \Pi_u v'=0$ vers $B^3 \Pi_g v''=2$.

$$I(\nu) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2 \cdot \omega^2}\right) \quad \text{Eq. 23}$$

avec : I_0 et ν_0 : intensité et longueur d'onde de la transition rotationnelle considérée ; ω : largeur à mi-hauteur du profil gaussien.

d) Comparaison entre les spectres expérimentaux et les spectres calculés

La Figure 38 présente une comparaison entre un spectre expérimental et un spectre synthétique. L'accord entre les deux spectres est très bon tant au niveau de la position des différents pics, que de leurs amplitudes respectives.

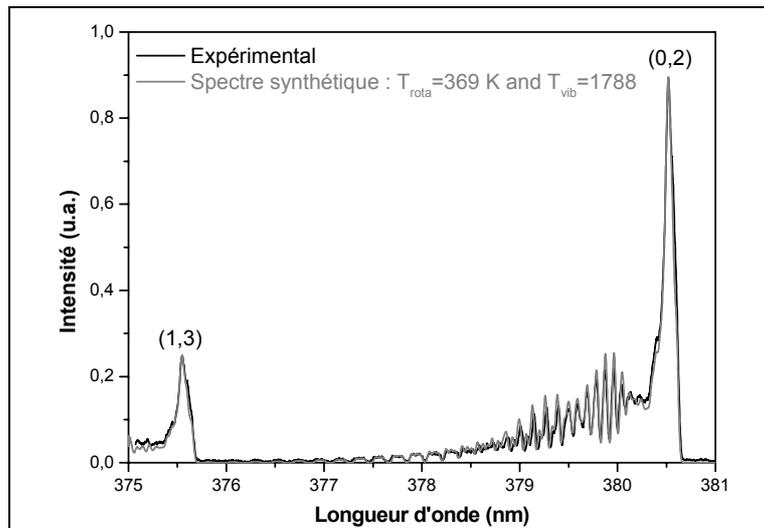


Figure 38 : Exemple de comparaison entre un spectre expérimental et un spectre synthétique ($f=6 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

CHAPITRE III :
MODELISATION DE L'ALIMENTATION ELECTRIQUE

CHAPITRE III : MODELISATION DE L'ALIMENTATION ELECTRIQUE

La modélisation de l'alimentation électrique est l'étape préalable à celle de la Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA). En effet, bien que l'influence de l'alimentation sur la DTPA ne soit généralement pas prise en compte, nous montrerons par la suite qu'elle est loin d'être négligeable. Il est par conséquent nécessaire de modéliser l'alimentation le plus finement possible sur la gamme de fréquence et de puissance utilisée. D'après les données du constructeur, la fréquence de coupure à -3 dB de l'amplificateur est située à 53 kHz. Nous avons donc modélisé l'amplificateur au moyen d'un gain constant. L'élément principal du modèle de l'alimentation est le transformateur. En effet, nous verrons qu'un transformateur est le siège de nombreux éléments parasites dont nous étudierons l'influence sur la décharge lors du dernier chapitre. Par conséquent, ce chapitre est plus particulièrement consacré à la modélisation de celui-ci.

La première partie de ce chapitre est dédiée au choix du modèle du transformateur. Pour cela, nous commencerons par décrire le fonctionnement d'un transformateur parfait, puis nous présenterons l'origine des différentes pertes et imperfections ainsi que la manière de les modéliser. La seconde partie est consacrée à l'identification des paramètres du modèle du transformateur. Et enfin, dans la dernière partie nous validerons le modèle du transformateur en comparant les résultats de simulation et les relevés expérimentaux.

I. CHOIX DU MODELE DU TRANSFORMATEUR

Le choix d'un modèle de transformateur n'est pas aisé. En effet, celui-ci dépend bien sûr du degré de précision que l'on souhaite atteindre dans la modélisation.

L'objet de cette étude étant principalement d'étudier l'influence de l'alimentation sur le comportement de la décharge, une représentation du transformateur par l'intermédiaire de circuits électriques à éléments localisés est suffisante.

Dans un premier temps, nous décrirons le fonctionnement d'un transformateur parfait. Puis dans un second temps, nous décrirons l'origine des différentes pertes et imperfections d'un transformateur réel. Pour finir, nous présenterons le modèle choisi pour modéliser le transformateur.

I-1. Transformateur parfait

La Figure 39 présente le schéma de principe d'un transformateur. Celui-ci est constitué de deux enroulements isolés électriquement mais couplés par un circuit magnétique. Un transformateur parfait est défini par :

- un circuit magnétique fermé de perméabilité infinie : pas de fuites de flux, pas de pertes ferromagnétiques,
- des enroulements primaires et secondaires de résistance nulle,
- des capacités de couplages entre les enroulements négligées.

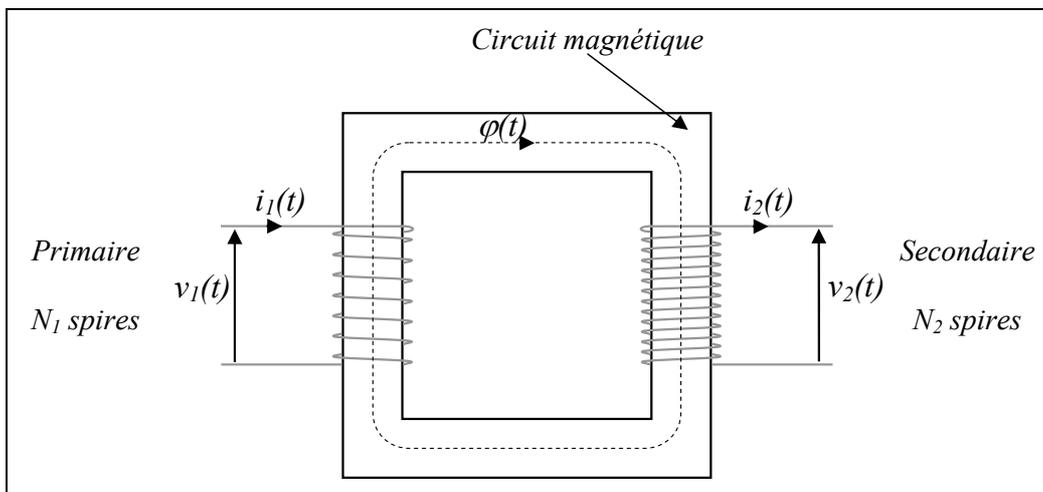


Figure 39 : Schéma de principe d'un transformateur

L'application d'une tension sinusoïdale sur les enroulements primaires provoque l'apparition dans le circuit magnétique d'un flux magnétique $\varphi(t)$ (Eq. 24). Celui-ci est canalisé par le circuit magnétique de telle sorte que le flux créé par les enroulements primaires traverse également les enroulements secondaires. Or d'après la loi de Faraday cela entraîne l'apparition d'une force électromotrice (Eq. 26). Le rapport entre les tensions $v_2(t)$ et $v_1(t)$ permet de définir le rapport de transformation m qui est égal au rapport du nombre de spires des enroulements secondaires et primaires (Eq. 25). Le fait de considérer que la perméabilité μ tend vers l'infini permet de définir la relation liant les courants $i_1(t)$ et $i_2(t)$ (Eq. 27).

$$v_1(t) = N_1 \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad \text{Eq. 24} \quad \frac{v_2(t)}{v_1(t)} = \frac{N_2}{N_1} = m \quad \text{Eq. 25}$$

$$v_2(t) = N_2 \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad \text{Eq. 26} \quad v_1(t) \cdot i_1(t) = v_2(t) \cdot i_2(t) \Rightarrow m = \frac{i_1(t)}{i_2(t)} \quad \text{Eq. 27}$$

I-2. Transformateur réel

Modéliser le comportement d'un transformateur nécessite la prise en compte de différents phénomènes : les enroulements d'un transformateur réel présentent une résistance non nulle ainsi que des pertes de flux ; de même, le circuit magnétique sur lequel ils sont bobinés est de réluctance non nulle, saturable, et est le siège de pertes, dites pertes fer. Des capacités parasites apparaissent entre les différentes couches de bobinage des enroulements mais également entre les différents enroulements. Avant de définir le modèle du transformateur, nous décrirons successivement l'origine de toutes ces pertes et imperfections ainsi que la façon de les introduire dans le modèle du transformateur.

I-2-1. Circuit magnétique

a) Réluctance non nulle

Les enroulements du transformateur sont bobinés sur un circuit magnétique fermé de forte perméabilité μ et donc de faible réluctance R . La relation qui lie les tensions primaire et secondaire reste la même que dans le transformateur idéal. Mais la force magnétomotrice est donnée par : $N_1.i_1(t)-N_2.i_2(t)=R.\varphi(t)$. La valeur non nulle de la réluctance est prise en compte en ajoutant l'inductance L_μ en parallèle au primaire du transformateur parfait (Figure 40).

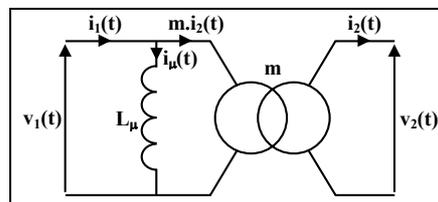


Figure 40 : Schéma électrique équivalent du transformateur tenant compte du courant magnétisant

b) Pertes dans le circuit magnétique

Les pertes dans le circuit magnétique ont deux origines : les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault. Les pertes par hystérésis proviennent de la différence entre l'énergie emmagasinée durant la croissance du champ d'excitation H et celle restituée lors de la décroissance. Pour un parcours complet du cycle d'hystérésis ($B=f(H)$), l'énergie est proportionnelle à son aire et au volume du matériau. Ces pertes sont d'autant plus importantes que le nombre de cycles par seconde est élevé. La Figure 41 présente un exemple de cycle d'hystérésis. Afin de réduire ces pertes, il convient de choisir un matériau ferromagnétique avec un cycle d'hystérésis le plus étroit possible.

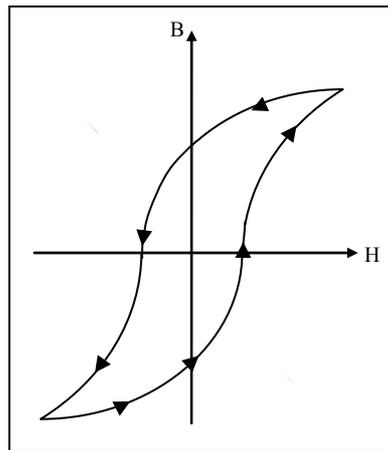


Figure 41 : Exemple de cycle d'hystérésis

Les matériaux utilisés pour la réalisation des circuits magnétiques sont généralement conducteurs électriquement. Or, en présence d'un flux magnétique variable la force électromotrice induite est à l'origine de courants circulant dans le matériau sur des plans perpendiculaires aux lignes de champ (Figure 42-a). Ces courants appelés courants de Foucault produisent un dégagement de chaleur par effet Joule au sein du circuit magnétique. Afin de réduire les courants de Foucault, des circuits magnétiques feuilletés composés de tôles minces isolées entre elles sont utilisés (Figure 42-b). On cherche également à rendre les matériaux plus résistifs en utilisant du fer avec addition de silicium (3 %) ou des ferrites (en haute fréquence).

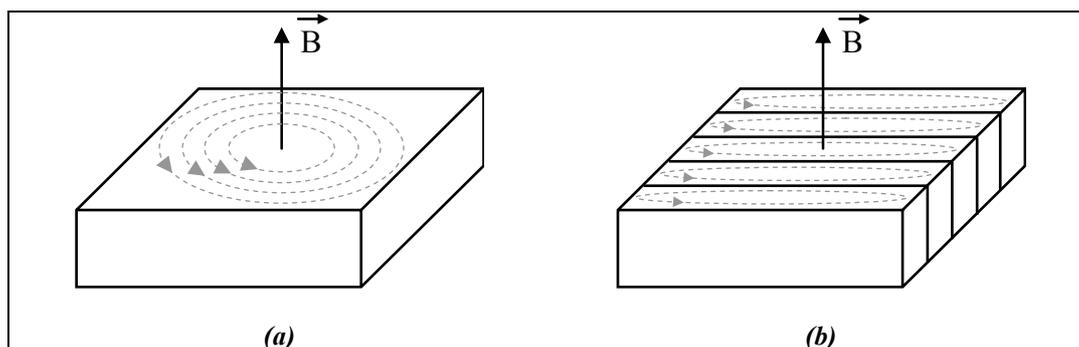


Figure 42 : Illustration des pertes par courant de Foucault (a) dans un circuit magnétique massif, (b) dans un circuit magnétique feuilleté

Les pertes fer constituent l'ensemble des pertes dans le matériau magnétique regroupant les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault. Elles sont modélisées par la résistance R_f placée en parallèle au primaire du transformateur parfait (Figure 43).

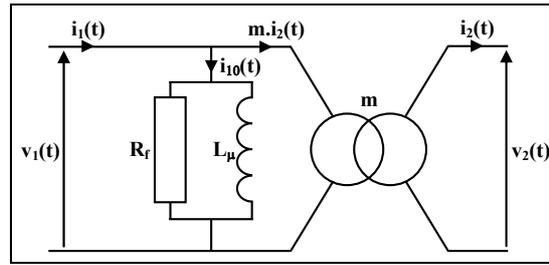


Figure 43 : Schéma électrique équivalent du transformateur avec prise en compte des pertes fer

I-2-2. Enroulements

Une partie du flux magnétique créé par les enroulements primaires n'est pas canalisé par le circuit magnétique et se reboucle dans l'air : c'est le flux de fuite $\varphi_{f1}(t)$ (Figure 44). De la même manière, la présence d'un courant dans le bobinage secondaire entraîne l'apparition d'un flux de fuite $\varphi_{f2}(t)$ venant se soustraire au flux $\varphi(t)$ et diminuant ainsi le flux total embrassé par les N_2 spires du secondaire (Figure 44). Les pertes de flux des bobinages primaires et secondaires sont modélisées par les bobines d'inductance L_1 et L_2 (Figure 45).

Les pertes par effet Joule dans les conducteurs sont prises en compte par les résistances R_1 et R_2 qui représentent respectivement les résistances équivalentes des enroulements primaire et secondaire (Figure 45).

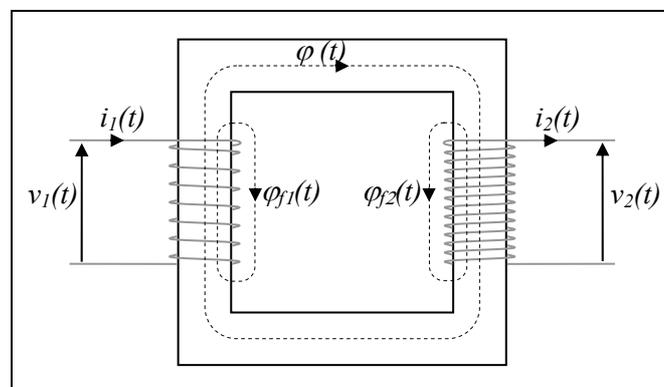


Figure 44 : Illustration des fuites de flux magnétique

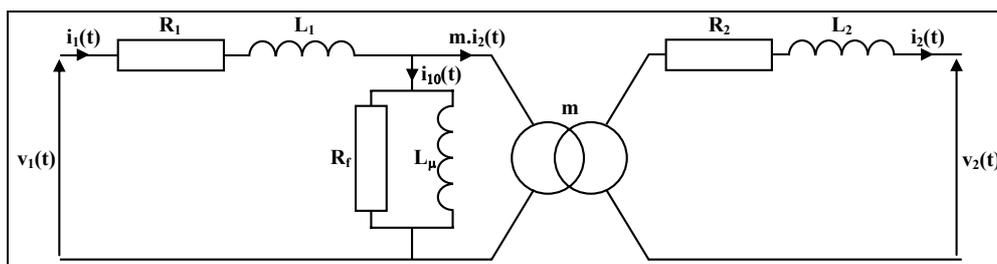


Figure 45 : Schéma électrique équivalent du transformateur avec prise en compte des résistances et des inductances de fuites des enroulements primaire et secondaire

I-2-3. Capacités parasites

La notion de capacités parasites est indissociable des composants magnétiques dont les bobinages constituent un empilement souvent complexe de conducteurs et d'isolants [83]. Dans un transformateur, les capacités parasites ont deux origines : les capacités parasites propres à un enroulement et les capacités parasites entre enroulements. Un exemple de représentation de ces capacités parasites est donné Figure 46 dans le cas d'un transformateur à deux enroulements. Par la suite, nous ne tiendrons compte que des capacités C_1 et C_2 qui sont respectivement les capacités de couplage des enroulements primaire et secondaire.

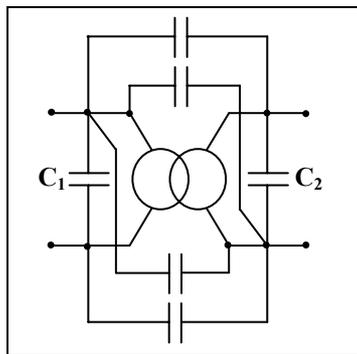


Figure 46 : Exemple de représentation des capacités parasites (dans le cas d'un transformateur parfait)

I-2-4. Modèle complet du transformateur

La Figure 47 présente le modèle équivalent complet du transformateur. Celui-ci tient compte des résistances et des inductances de fuites des enroulements primaires et secondaires (R_1 , R_2 , L_1 , L_2), des pertes fer (R_f), de l'inductance de magnétisation (L_μ) ainsi que des capacités de couplage des enroulements primaires et secondaires (C_1 et C_2). L'inconvénient de ce modèle réside dans le nombre élevé de paramètres à déterminer.

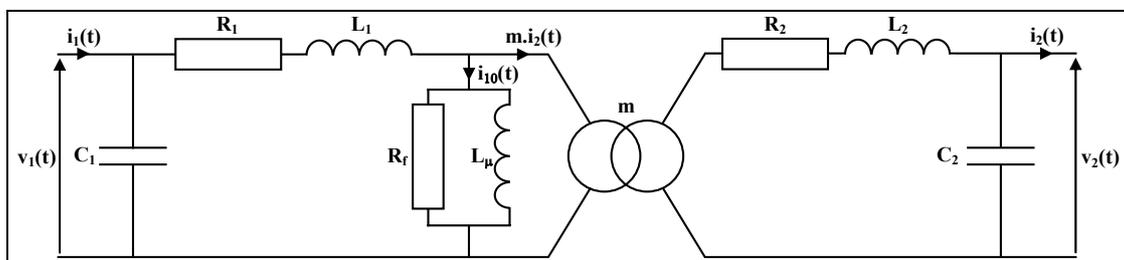


Figure 47 : Schéma électrique équivalent complet du transformateur

Rappelons que chaque élément du modèle électrique peut être transféré du secondaire au primaire du transformateur parfait en divisant son impédance par m^2 . Il est ainsi possible de transférer les éléments R_2 , L_2 et C_2 au primaire du transformateur parfait (Figure 48).

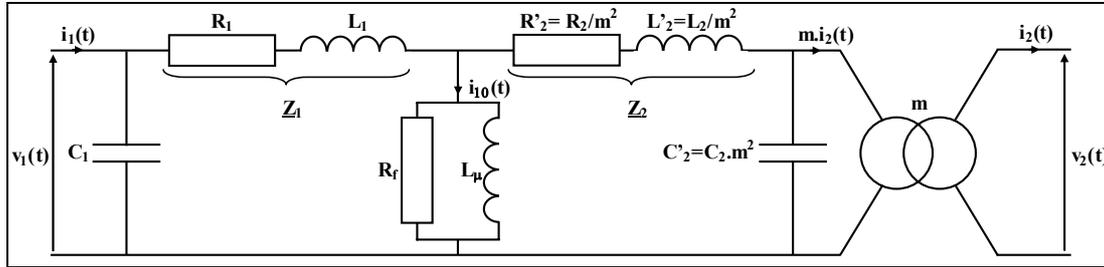


Figure 48 : Modèle électrique équivalent du transformateur avec les éléments R_2 , L_2 et C_2 ramenés au primaire du transformateur parfait

L'intensité du courant à vide $i_{10}(t)$ est faible devant la valeur nominale de $i_1(t)$ et de par la nature fortement élévatrice du transformateur, l'impédance Z_2 est très petite comparée à Z_1 . On ne commet donc pas une erreur sensible en amenant en amont de R_f et L_μ l'impédance Z_2 . Ainsi, la Figure 49 présente le modèle complet simplifié du transformateur. La résistance R_t et l'inductance L_t représentent respectivement la résistance et l'inductance de fuite des enroulements primaire et secondaire ramenées au primaire (Eq. 28 et Eq. 29). La capacité C'_2 correspond à la capacité des enroulements secondaire ramenée au primaire (Eq. 30).

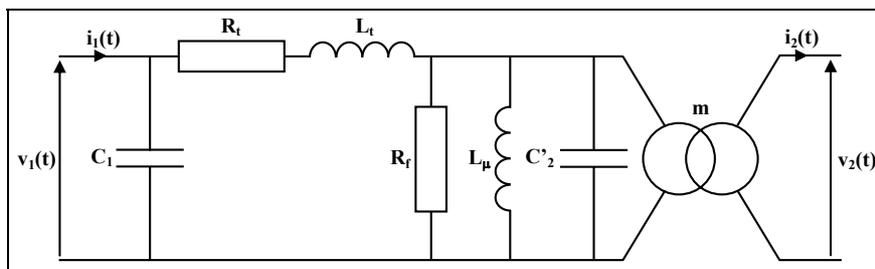


Figure 49 : Modèle électrique équivalent du transformateur

$$R_t = R_1 + \frac{R_2}{m^2} \quad \text{Eq. 28}$$

$$L_t = L_1 + \frac{L_2}{m^2} \quad \text{Eq. 29}$$

$$C'_2 = m^2 \cdot C_2 \quad \text{Eq. 30}$$

II. IDENTIFICATION DES PARAMETRES DU MODELE DU TRANSFORMATEUR

Le choix du modèle du transformateur a été réalisé de manière à représenter au mieux son comportement dans la gamme de fréquence et de puissance utilisées. Pour cela, nous avons pris en compte les principaux phénomènes. La détermination des paramètres est réalisée à partir d'une méthode fréquentielle basée sur la mesure des impédances vues du primaire dans le cas où le secondaire est à vide (Z_0), puis lorsqu'il est en court-circuit (Z_{CC}) [84,85].

La première partie est consacrée à la présentation des outils de mesure utilisés et des résultats obtenus. Puis, sur la base du modèle du transformateur présenté Figure 49, les expressions théoriques des impédances Z_0 et Z_{CC} sont déterminées. Enfin, la dernière partie est consacrée à l'extraction des valeurs des paramètres du modèle du transformateur.

II-1. Mesures réalisées

II-1-1. Impédances vues du primaire avec le secondaire à vide et en court-circuit

L'impédance d'un circuit peut facilement être mesurée à l'aide d'un analyseur d'impédance. Cependant, l'inconvénient de ce type de matériel réside dans le faible niveau de puissance utilisée. En effet, le courant débité est extrêmement faible : de l'ordre de quelques mA. Ce type d'essai est dit de type petit signal. Or, dans ces conditions les circuits magnétiques ne sont que très peu sollicités [86]. Afin de remédier à cela, nous avons également réalisé un deuxième type d'essai de type fort signal durant lequel le transformateur était alimenté sous tension nominale.

a) Petit signal

Les impédances Z_0 et Z_{CC} ont été mesurées à l'aide d'un analyseur d'impédance Hewlett Packard 4284A pour des fréquences allant de 20 Hz à 1 MHz (Figure 50). Cependant, la limitation en fréquence à 1 MHz ne permet pas de déterminer la deuxième fréquence de résonance de Z_0 pourtant indispensable à la détermination des paramètres du modèle du transformateur [84]. C'est pourquoi nous avons également mesuré les impédances Z_0 et Z_{CC} par un essai fréquentiel de type petit signal pour des fréquences allant de 1 kHz à 2 MHz. Dans ce cas, le primaire du transformateur est alimenté par un générateur de fonction (Metrix GX 239) et le module de l'impédance est déduit des mesures de la tension et du courant (Figure 51).

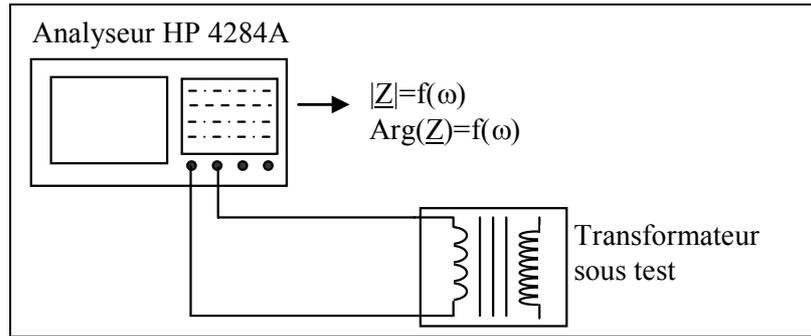


Figure 50 : Mesure d'impédance à l'analyseur d'impédance

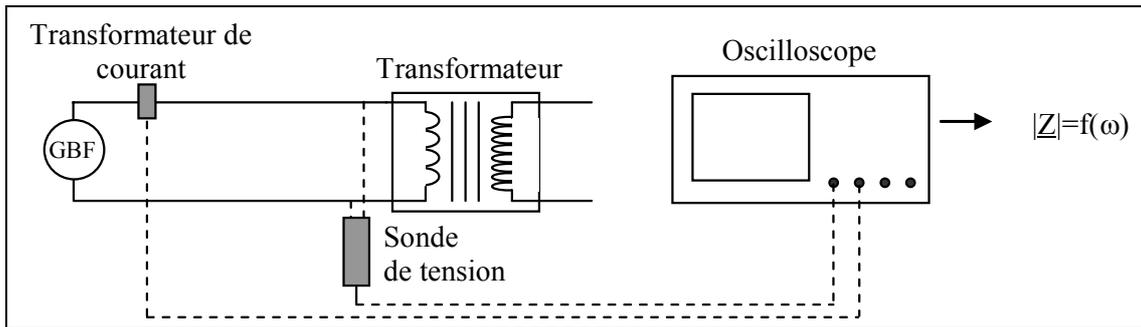


Figure 51 : Mesure de l'impédance par un essai en fréquence de type petit signal

Les Figures 52 (a) et (b) représentent respectivement les relevés expérimentaux, réalisés à partir de l'analyseur d'impédance et de l'essai fréquentiel, des impédances Z_0 et Z_{CC} . Notons que les phases des impédances ont été déterminées uniquement pour les essais réalisés à l'analyseur d'impédance.

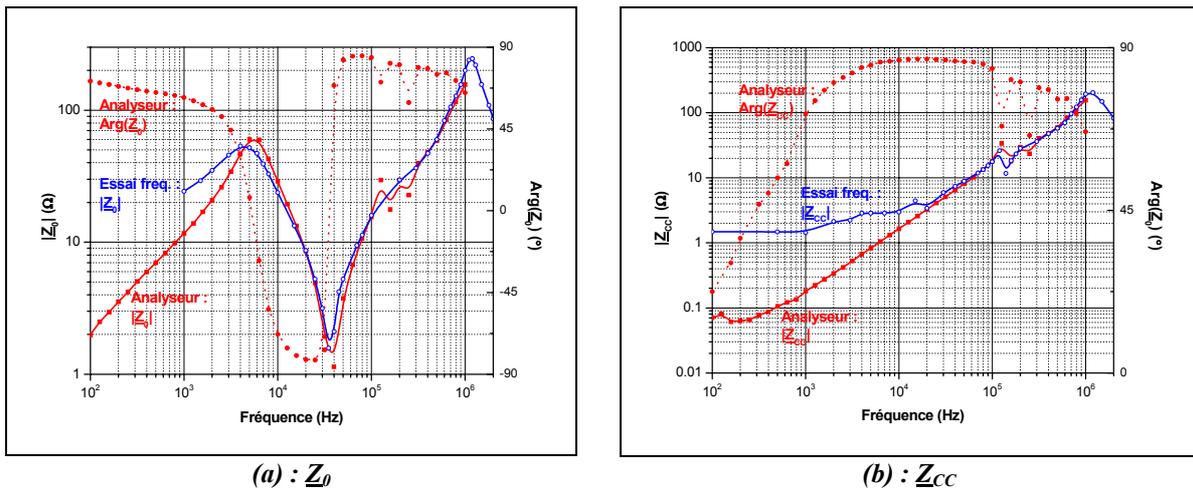


Figure 52 : Relevés expérimentaux obtenus à partir de l'analyseur d'impédance et de l'essai en fréquence de type petit signal des modules et des arguments des impédances (a) Z_0 et (b) Z_{CC}

Aussi bien pour le module de l'impédance \underline{Z}_0 que pour celui de l'impédance \underline{Z}_{CC} , lorsque la fréquence est supérieure à 20 kHz les résultats obtenus par l'essai fréquentiel sont semblables à ceux obtenus à l'analyseur d'impédance. Ainsi, l'essai fréquentiel permet de déterminer la deuxième fréquence de résonance de \underline{Z}_0 qui correspond également à la fréquence de résonance de \underline{Z}_{CC} . Les différences observées pour des fréquences inférieures à 20 kHz proviennent principalement de l'impédance de sortie du générateur. Cet effet n'est visible que sur les relevés réalisés lors de l'essai fréquentiel car l'analyseur d'impédance permet de faire une correction de l'impédance des câbles de mesure.

b) Fort signal

La Figure 53 présente le schéma du montage utilisé lors des essais de type fort signal. La méthode utilisée est semblable à celle mise en œuvre en petit signal à la différence que dans ce cas le signal fourni par le GBF est amplifié au moyen d'un amplificateur linéaire de façon à se placer sous tension primaire nominale lors de la mesure de l'impédance à vide \underline{Z}_0 . L'impédance en court-circuit \underline{Z}_{CC} ne dépend pas du niveau de magnétisation du circuit magnétique. En effet d'après le modèle du transformateur présenté Figure 49, la mise en court-circuit du secondaire du transformateur entraîne la mise en court-circuit de la capacité C_2 ainsi que des éléments L_μ et R_f qui définissent le comportement du circuit magnétique.

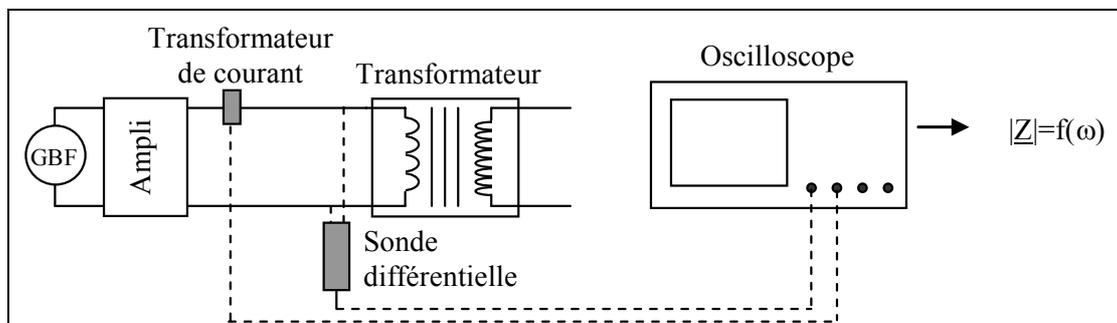


Figure 53 : Mesure de l'impédance par un essai fréquentiel de type fort signal

La Figure 54 présente la comparaison entre les mesures petit signal et fort signal du module de l'impédance \underline{Z}_0 . Il est intéressant de remarquer que seule la première fréquence de résonance dépend du niveau de magnétisation du circuit magnétique et que pour des fréquences supérieures à 40 kHz, la courbe $|\underline{Z}_0|$ mesurée par l'essai de type fort signal rejoint celle mesurée en petit signal.

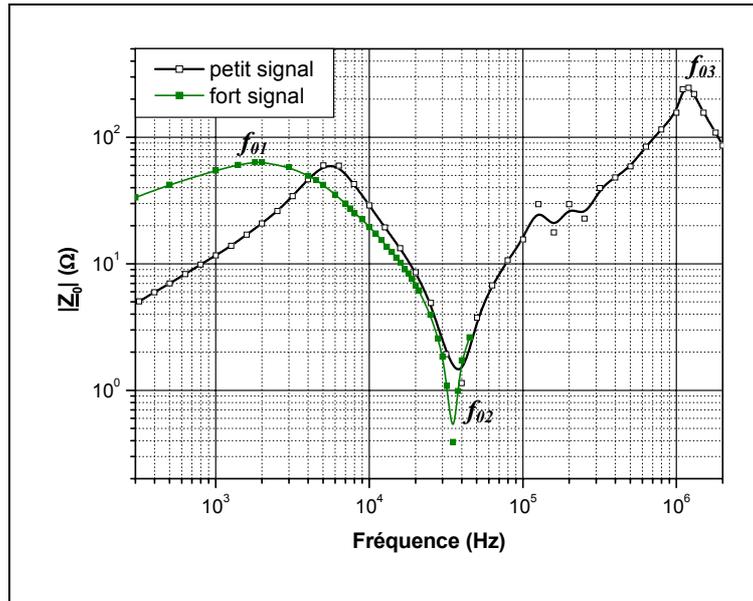


Figure 54 : Comparaison des relevés expérimentaux obtenus à partir des essais en fréquence petit signal et fort signal du module l'impédance Z_0

c) Synthèse

Les mesures d'impédance réalisées à l'analyseur d'impédance sont les plus précises. En particulier, l'analyseur permet par exemple de tenir compte de l'impédance des câbles utilisés pour la mesure. Cependant, le niveau de courant débité est extrêmement faible et la fréquence maximale est limitée à 1 MHz. Le faible niveau de courant induit un comportement non significatif du circuit magnétique du transformateur, ce qui se traduit par une augmentation de la première fréquence de résonance f_{01} de l'impédance à vide. Afin de pallier ce problème, nous avons également mesuré le module de l'impédance Z_0 à l'aide d'un essai en fréquence fort signal sous tension primaire nominale ce qui permet de déterminer f_{01} . En haute fréquence, la limitation à 1 MHz de l'analyseur ne permet pas de déterminer la seconde fréquence de résonance f_{03} , celle-ci a donc été déterminée par un essai en fréquence petit signal.

II-1-2. Rapport de transformation

Le rapport de transformation du transformateur est relevé à vide sous tension primaire nominale (60 V) à partir des mesures des tensions primaire et secondaire (Figure 55). La tension primaire est mesurée à l'aide d'une sonde différentielle (Chauvin Arnoux DP 25) alors que la tension secondaire est mesurée par une sonde haute-tension (Tektronix P6015A). La Figure 56 présente l'évolution du rapport de transformation ainsi mesuré en fonction de la fréquence d'excitation.

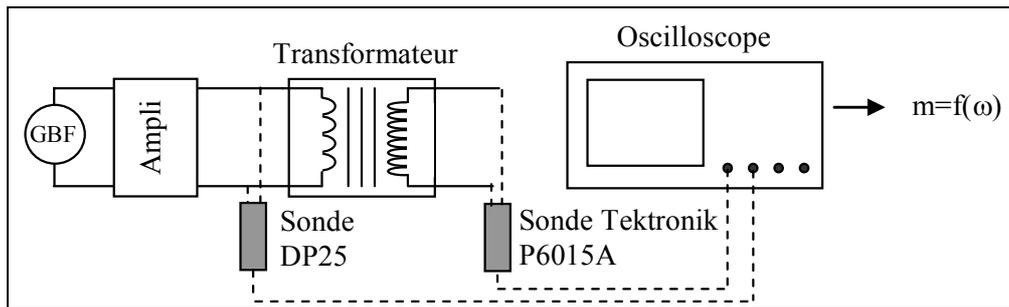


Figure 55 : Mesure du rapport de transformation à vide

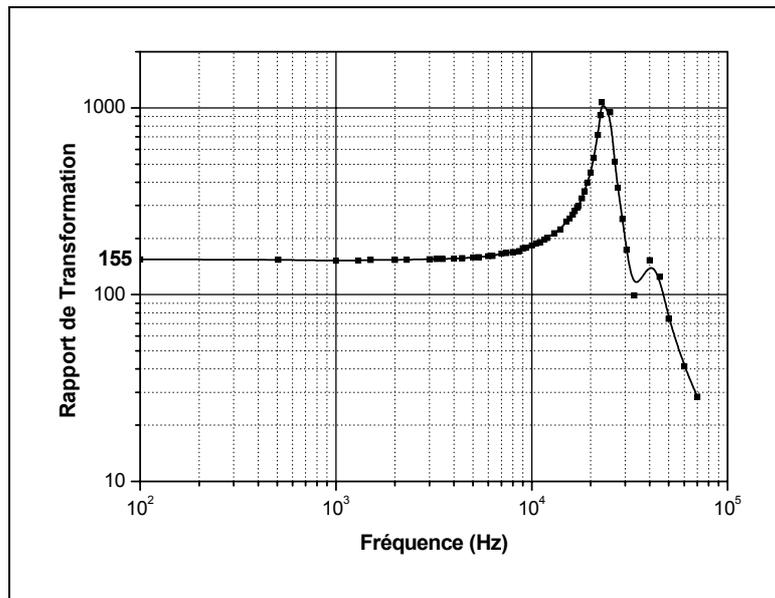


Figure 56 : Relevé du rapport de transformation à vide en fonction de la fréquence d'excitation

II-2. Calcul des impédances

L'identification des paramètres du modèle du transformateur (Figure 49) à partir des relevés des impédances à vide (Figure 54) et en court-circuit (Figure 52-b) suppose la détermination préalable des expressions théoriques.

II-2-1. Impédance vue du primaire avec le secondaire à vide

Le modèle du transformateur à vide est présenté sur la Figure 57. Celui-ci peut être décomposé en trois impédances :

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega.C_1} \quad \text{Eq. 31}$$

$$Z_2 = R_t + j\omega.L_t \quad \text{Eq. 32}$$

$$\underline{Z}_3 = \frac{L_\mu \cdot j\omega}{1 + j\omega \cdot \frac{L_\mu}{R_f} + (j\omega)^2 \cdot L_\mu \cdot C_2'} \quad \text{Eq. 33}$$

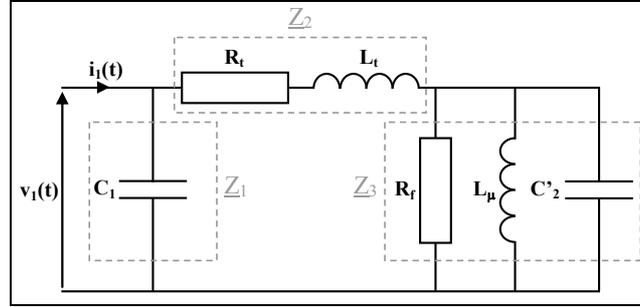


Figure 57 : Schéma équivalent du transformateur avec le secondaire à vide

L'impédance à vide vue du primaire s'écrit sous la forme :

$$\underline{Z}_0 = \frac{\underline{Z}_1 \cdot (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3)}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3}$$

$$\underline{Z}_0 = \frac{R_t \times \left(1 + j\omega \times \left(\frac{L_t + L_\mu}{R_t} \right) \right) \times \left(1 + j\omega \times \frac{L_\mu}{R_f} + (j\omega)^2 \times \frac{L_t \cdot L_\mu \cdot C_2'}{L_t + L_\mu} \right)}{\left(1 + j\omega \cdot C_1 \cdot R_t + (j\omega)^2 \cdot C_1 \cdot L_t \right) \times \left(1 + j\omega \times \frac{L_\mu}{R_f} + (j\omega)^2 \cdot L_\mu \times (C_1 + C_2') \right) - (j\omega)^4 \cdot C_1^2 \cdot L_t \cdot L_\mu} \quad \text{Eq. 34}$$

L'équation 34 permet de définir les fréquences caractéristiques de l'impédance à vide du transformateur. Les expressions théoriques des deux fréquences de résonance f_{01} (Eq. 35) et f_{03} (Eq. 37) sont déterminées à partir de l'étude du dénominateur. Pour cela, le terme $(j\omega)^4 \cdot C_1^2 \cdot L_t \cdot L_\mu$ est négligé. En effet, nous verrons par la suite que les valeurs de C_1 , L_t et L_μ permettent de négliger ce terme dans la bande de fréquence utilisée. Et enfin, l'expression théorique de la fréquence d'anti-résonance f_{02} (Eq. 36) est déterminée à partir de l'étude du numérateur.

$$f_{01} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')}} \quad \text{Eq. 35}$$

$$f_{02} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{L_t \cdot L_\mu \cdot C_2'}{L_t + L_\mu}}} \approx \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L_t \cdot C_2'}} \quad \text{si } L_\mu \gg L_t \quad \text{Eq. 36}$$

$$f_{03} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L_t \cdot C_1}} \quad \text{Eq. 37}$$

II-2-2. Impédance vue du primaire avec le secondaire en court-circuit

Le modèle du transformateur en court-circuit est présenté sur la Figure 58. Le secondaire étant court-circuité, le modèle du transformateur se ramène aux impédances \underline{Z}_1 et \underline{Z}_2 en parallèle.

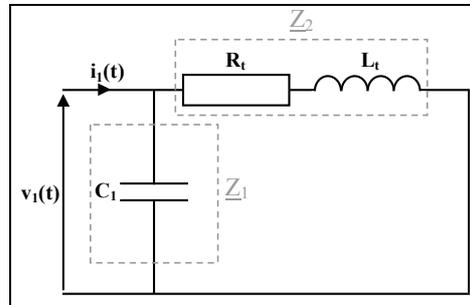


Figure 58 : Schéma équivalent du transformateur avec le secondaire en court-circuit

L'impédance en court-circuit vue du primaire s'écrit sous la forme suivante :

$$\underline{Z}_{CC} = \frac{\underline{Z}_1 \cdot \underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2}$$

$$\underline{Z}_{CC} = \frac{R_t \times \left(1 + j\omega \cdot \frac{L_t}{R_t}\right)}{1 + j\omega \cdot C_1 \cdot R_t + (j\omega)^2 \cdot L_t \cdot C_1}$$

Eq. 38

L'étude du dénominateur de cette équation permet de définir la fréquence de résonance de l'impédance en court-circuit f_{CC} (Eq. 39). Nous pouvons remarquer que la fréquence f_{CC} correspond à la fréquence f_{03} (Eq. 37), nous ne tirerons donc pas de nouvelle information de la détermination de cette fréquence de résonance.

$$f_{CC} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_t \cdot C_1}}$$

Eq. 39

II-3. Détermination des paramètres du modèle

II-3-1. Détermination de m

Le rapport de transformation m du transformateur parfait est déduit du gain en basse fréquence déterminé à partir de la mesure du rapport de transformation à vide (Figure 56) : **m=155.**

II-3-2. Détermination de R_t et L_t

Les valeurs des paramètres R_t et L_t sont déterminées à partir des relevés du module et de l'argument de l'impédance en court-circuit (Figure 52-b). La Figure 58 présente le schéma équivalent du transformateur lorsque son secondaire est mis en court-circuit. Si la fréquence est très inférieure à f_{CC} , on ne commet pas une erreur sensible en négligeant l'influence la capacité C_t . Ainsi, en basse fréquence, le transformateur se comporte comme l'association série de la résistance R_t et de l'inductance L_t . Il est par conséquent possible de définir les valeurs de L_t (Eq. 40) et R_t (Eq. 41) à partir du module et de l'argument de l'impédance \underline{Z}_{CC} . Ces calculs réalisés pour les fréquences allant de 300 à 2000 Hz et moyennés sur cet intervalle conduisent à : **$R_t=58,9 \text{ m}\Omega$ et $L_t=26,5 \text{ }\mu\text{H}$** .

$$L_t = \frac{\sin(\text{Arg}(\underline{Z}_{CC})) \cdot |\underline{Z}_{CC}|}{\omega} \quad \text{Eq. 40}$$

$$R_t = \sqrt{|\underline{Z}_{CC}|^2 - L_t^2 \cdot \omega^2} \quad \text{Eq. 41}$$

Notons que la détermination de la résistance R_t à partir de la mesure par une méthode volt-ampéremétrique des résistances des enroulements primaires et secondaires conduit à $R_t=55 \text{ m}\Omega$, confirmant ainsi cette valeur.

II-3-3. Détermination de R_f

La valeur de la résistance R_f est déterminée à partir du module de l'impédance à vide à la fréquence $f=f_{02}$. Comme la fréquence f_{02} est petite par rapport à f_{03} , l'expression de l'impédance \underline{Z}_0 peut se réduire à :

$$\underline{Z}_0 = \frac{R_t + j\omega \times (L_t + L_\mu)}{1 + j\omega \times \frac{L_\mu}{R_f} + (j\omega)^2 \cdot L_\mu \times (C_1 + C_2')}$$

Dont le module s'écrit sous la forme :

$$|\underline{Z}_0| = \frac{\sqrt{R_t^2 + \omega_{01}^2 \cdot (L_t + L_\mu)^2}}{\sqrt{\left[1 - \omega_{01}^2 \cdot L_\mu \cdot (C_1 + C_2')\right] + \omega_{01}^2 \cdot \frac{L_\mu^2}{R_f^2}}} \quad \text{avec} \quad \omega_{01}^2 = \frac{1}{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')}$$

Si l'on néglige L_t devant L_μ , alors :

$$\left| \underline{Z}_0 \right| = \frac{\sqrt{R_t^2 + \omega_{01}^2 \cdot (L_t + L_\mu)^2}}{\sqrt{\left[1 - \frac{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')}{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')} \right] + \omega_{01}^2 \cdot \frac{L_\mu^2}{R_f^2}}} = \frac{\sqrt{R_t^2 + \frac{L_\mu^2}{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')}}}{\omega_{01} \cdot \frac{L_\mu}{R_f}}$$

$$\left| \underline{Z}_0 \right|^2 = \frac{R_t^2 + \frac{L_\mu}{(C_1 + C_2')}}{\omega_{01}^2 \cdot \frac{L_\mu^2}{R_f^2}} = \frac{R_t^2 + \frac{L_\mu}{(C_1 + C_2')}}{\frac{1}{L_\mu \cdot (C_1 + C_2')} \cdot \frac{L_\mu^2}{R_f^2}} = \left[R_t^2 + \frac{L_\mu}{(C_1 + C_2')} \right] \times \frac{R_f^2 \cdot (C_1 + C_2')}{L_\mu}$$

Comme $L_\mu \gg (C_1 + C_2')$ alors $L_\mu / (C_1 + C_2') \gg R_t^2$ par conséquent, on néglige R_t^2 :

$$\left| \underline{Z}_0 \right|^2 = \frac{L_\mu}{(C_1 + C_2')} \times \frac{R_f^2 \cdot (C_1 + C_2')}{L_\mu} = \frac{R_f^2 \cdot (C_1 + C_2')}{(C_1 + C_2')} = R_f^2$$

Ainsi, la valeur de la résistance R_f est égale à la valeur du module de l'impédance à vide \underline{Z}_0 lorsque $f=f_{01}$, ce qui conduit à : $\mathbf{R_f=63 \Omega}$.

II-3-4. Détermination de L_μ , C_1 et C_2'

Les valeurs de l'inductance L_μ et des capacités C_1 et C_2' se déduisent facilement des trois fréquences caractéristiques f_{01} (Eq. 35), f_{02} (Eq. 36) et f_{03} (Eq. 37) déterminées à partir du relevé expérimental du module de l'impédance à vide \underline{Z}_0 (Figure 54) : $f_{01}=1,8 \text{ kHz}$, $f_{02}=35 \text{ kHz}$ et $f_{03}=1,2 \text{ MHz}$. Cependant, la fréquence f_{03} n'a pas été déterminée à partir de mesures réalisées à l'analyseur d'impédance. Il faut par conséquent tenir compte de l'influence des éléments de mesure. Ainsi d'après les données constructeur, la capacité d'entrée de la sonde HP 10071A, que nous appellerons C_{sonde} , est de 17 pF. De ce fait, si l'on tient compte de cette capacité l'équation 37 devient l'équation 42.

$$f_{03}' = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L_t \cdot (C_1 + C_{sonde})}} \quad \text{Eq. 42}$$

La détermination de L_μ , C_1 et C_2' à partir des équations 35, 36, 42 et de la valeur du paramètre L_t déterminée précédemment conduit à : $\mathbf{L_\mu=10 \text{ mH}}$, $\mathbf{C_1=646 \text{ pF}}$ et $\mathbf{C_2'=0,78 \mu F}$.

III. VALIDATION

Afin de valider le modèle du transformateur, nous avons comparé différents relevés expérimentaux avec les résultats de simulation. Dans un premier temps, nous avons comparé les impédances vues du primaire avec le secondaire à vide et avec le secondaire en court-circuit. Puis dans un deuxième temps, nous avons comparé les courants et tensions primaires à vide pour différentes fréquences.

III-1. Impédance vue du primaire

Les Figures 59 (a) et (b) présentent respectivement les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations des impédances vues du primaire avec le secondaire à vide et avec le secondaire en court-circuit. Rappelons que le relevé expérimental de Z_0 a été obtenu en associant les relevés expérimentaux fort signal (pour $f < f_{02}$) et petit signal (pour $f > f_{02}$).

Les résultats de simulation sont en bonne adéquation avec les relevés expérimentaux sur une large plage de fréquence (de 1 à 300 kHz), prouvant ainsi la validité du modèle du transformateur.

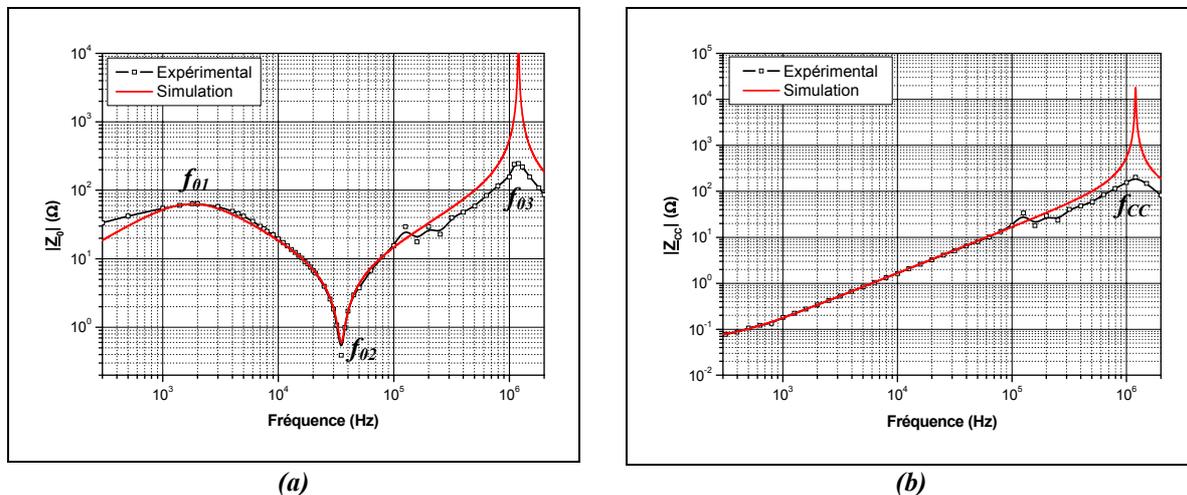


Figure 59 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de l'impédance vue du primaire avec (a) le secondaire à vide et (b) le secondaire en court-circuit

III-2. Fonctionnement à vide

Après avoir validé le comportement fréquentiel du transformateur, nous nous intéressons à son comportement temporel. Lors de cet essai, le signal de référence fourni par le générateur de fonction est amplifié au moyen de l'amplificateur linéaire dont le signal de sortie est

appliqué à une résistance de protection en série avec le primaire du transformateur. Le secondaire du transformateur n'est connecté à aucune charge. Le courant primaire est mesuré à l'aide d'un transformateur de courant alors que la tension primaire est mesurée à l'aide d'une sonde différentielle.

La Figure 60 présente la comparaison des relevés expérimentaux et des résultats de simulation du courant et de la tension primaires à vide pour des fréquences allant de 1 à 6 kHz. Mis à part dans le cas où la fréquence est de 1 kHz (Figure 60-a), les résultats de simulation présentent un bon accord avec les relevés expérimentaux. Pour $f=1$ kHz, nous observons un léger décalage entre les déphasages mesuré et simulé, montrant ainsi la limite en terme de fréquence basse du modèle du transformateur. Rappelons que d'après la comparaison des impédances Z_0 et Z_{CC} expérimentales et simulées, le modèle du transformateur est valide pour des fréquences comprises entre 1 et 300 kHz.

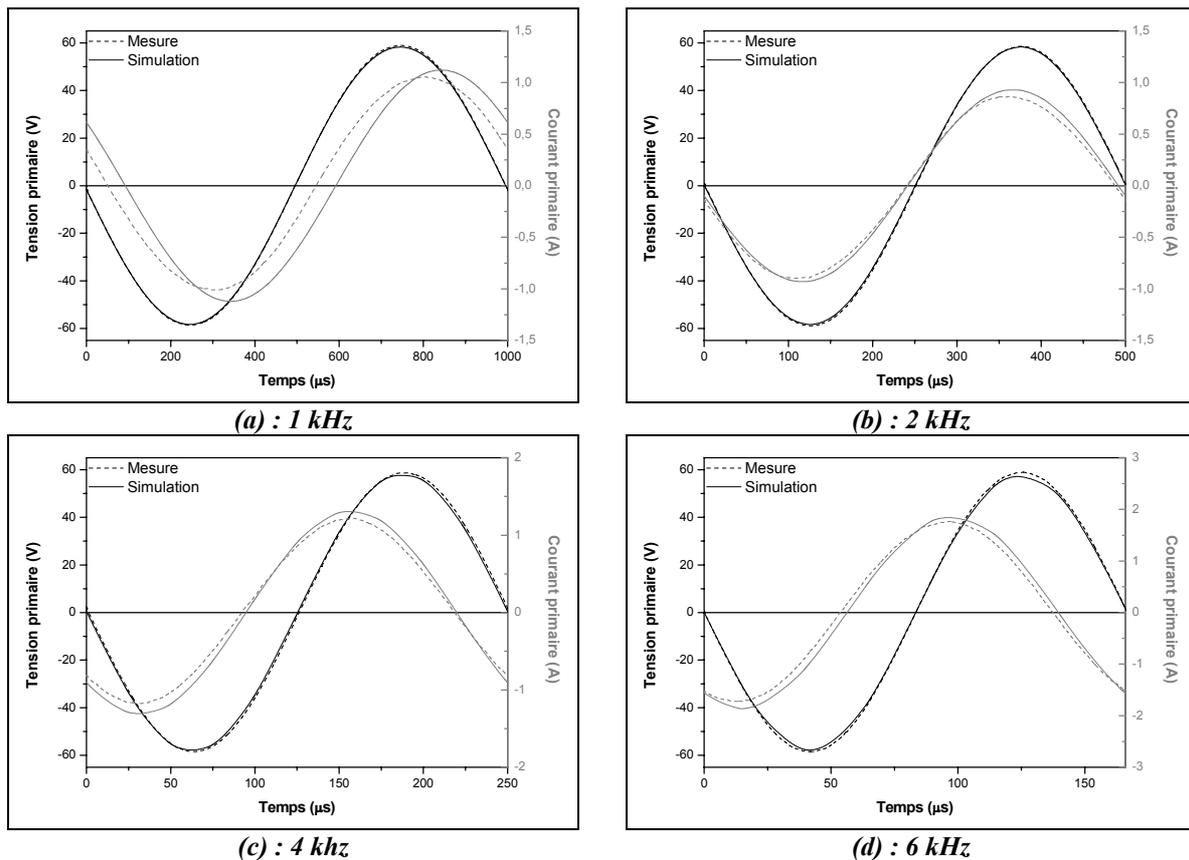


Figure 60 : Comparaison des courants et tensions primaires mesurés et simulés pour différentes fréquences d'excitation : (a) $f=1$ kHz, (b) $f=2$ kHz, (c) $f=4$ kHz et (d) $f=6$ kHz

IV. CONCLUSION

Le transformateur est l'élément clé du modèle de l'alimentation. Sa modélisation prend en compte ses principaux éléments parasites. Ce modèle développé à partir d'essais en fréquence tient évidemment compte des résistances et inductances de fuites des enroulements primaires et secondaires, ainsi que des pertes fer et de l'inductance de magnétisation ; mais également des capacités de couplage des enroulements primaires et secondaires. Le modèle a été validé par comparaison des relevés expérimentaux et des résultats de simulation d'un point de vue fréquentiel et temporel.

La Figure 61 présente le modèle complet de l'alimentation électrique de la cellule de décharge que nous utiliserons pour la suite. Le générateur de fonctions fournissant le signal de référence est modélisé par une source de tension parfaite et l'amplificateur de puissance est modélisé par un gain constant. La résistance R_a correspond à la résistance de protection placée à la sortie de l'amplificateur. Les valeurs de tous les paramètres du modèle sont reportées dans le Tableau 8.

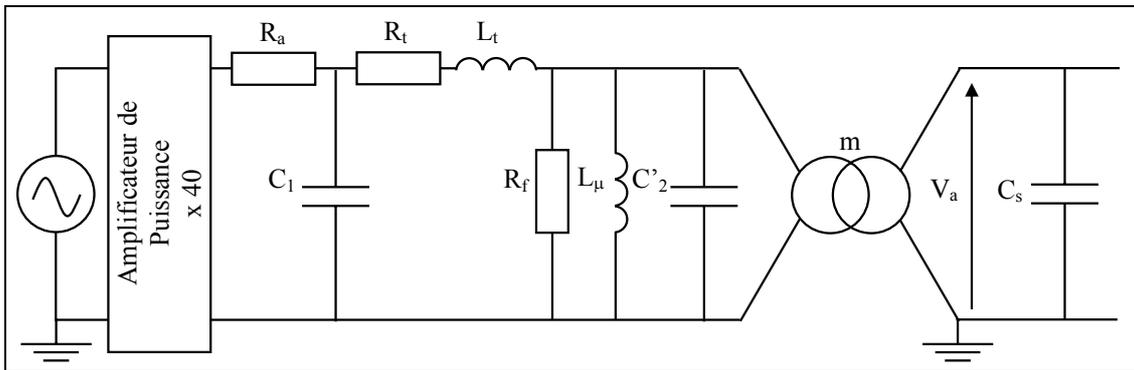


Figure 61 : Modèle complet de l'alimentation électrique

R_a	4 Ω
C_1	646 pF
C'_2	0,78 μ F
R_t	58,9 m Ω
L_t	26,5 μ H
R_f	63 Ω
L_μ	10 mH
m	155
C_s	3 pF

Tableau 8 : Rappel des valeurs des paramètres du modèle de l'alimentation

CHAPITRE IV :
MODELE DE LA DECHARGE DE TOWNSEND A LA
PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA)

CHAPITRE IV : MODELE DE LA DECHARGE DE TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA)

Ce chapitre est dédié à l'étude de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique (DTPA) dans l'azote. Le développement du modèle électrique de la DTPA ayant été réalisé à partir d'observations expérimentales de la décharge, nous décrirons dans un premier temps les caractéristiques électriques et physiques de la décharge. Puis, dans un deuxième temps, nous présenterons le modèle et la détermination de ses différents paramètres. Le modèle sera validé par comparaison avec des résultats expérimentaux.

I. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES DE LA DECHARGE

Toute modélisation passe par une phase d'étude et d'identification préalable du système à modéliser. L'objectif de ce paragraphe est d'étudier les caractéristiques électriques de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique (DTPA) afin d'en déduire les phénomènes physiques essentiels qui doivent être pris en compte pour modéliser au mieux cette décharge d'un point de vue électrique.

Sur la base du schéma électrique équivalent de la cellule de décharge et du calcul des grandeurs électriques internes de la décharge présentés dans le Chapitre II, nous étudierons dans la première partie l'évolution temporelle des grandeurs électriques afin de déterminer les différentes zones caractéristiques. Puis dans la deuxième partie, nous relierons ces zones aux caractéristiques physiques de la décharge.

I-1. Analyse de l'évolution des caractéristiques électriques de la décharge sur une période de la tension appliquée

Comme décrit au chapitre II dans la partie II-1-2 sur la base du schéma Figure 31 reproduit Figure 62 pour faciliter la lecture, le courant I_g et la tension V_g ont été calculés à partir de la mesure du courant I_m et de la tension appliquée V_a .

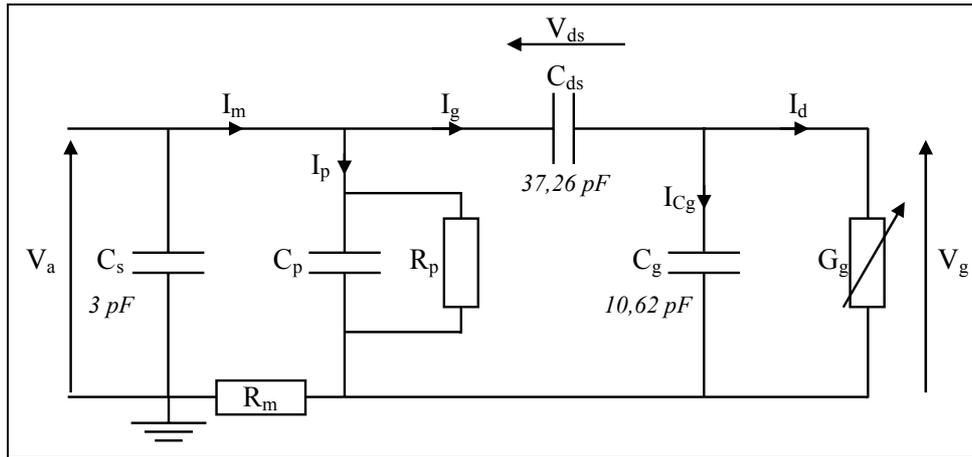


Figure 62 : Schéma électrique équivalent de la cellule de décharge

Les résultats pour une période sont présentés Figure 63. Une spécificité de cette décharge est de n'avoir qu'un seul pic de courant de faible amplitude (quelques mA.cm⁻²) et de longue durée (quelques dizaines de μs) par alternance. La tension gaz, quant à elle, varie fortement entre deux pics de courant mais est quasi constante pour une valeur suffisante du courant.

Ainsi, durant une demi période, quatre zones distinctes de fonctionnement peuvent être observées (Figure 63) : la zone a correspond à la période où la décharge est éteinte, c'est à dire où il n'y a pas d'ionisation dans le gaz, la zone b à l'amorçage de la décharge, la zone c à l'intervalle où la tension V_g est quasi constante et enfin la zone d à l'extinction de la décharge due à la décroissance de la tension V_a. Nous allons successivement détailler chacune de ces quatre zones.

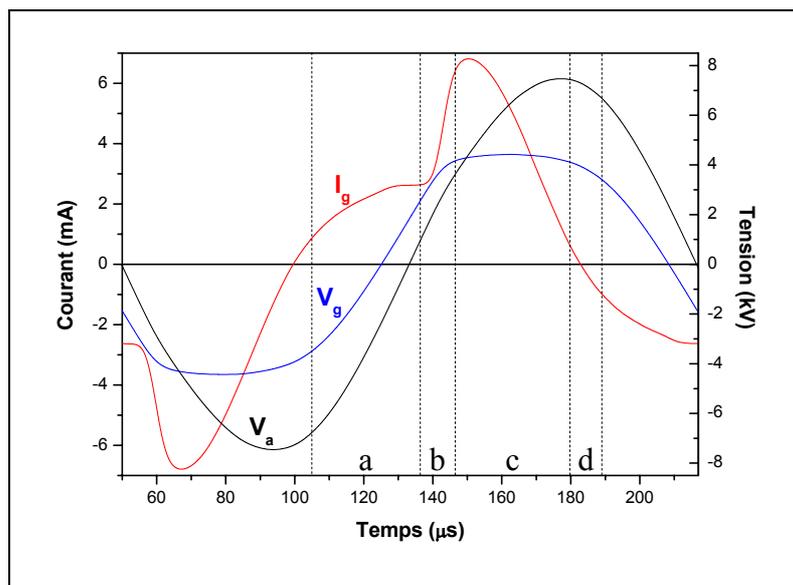


Figure 63 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz, I_g , de la tension appliquée sur les électrodes, V_a , et de la tension sur le gaz, V_g , ($f=6$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc})

I-1-1. Zone a : entre deux décharges

Selon le schéma électrique présenté Figure 62, lorsque la décharge est éteinte, la conductance G_g est égale à zéro donc le courant I_g devrait être égal à I_{C_g} . Par conséquent, il devrait uniquement être défini par les capacités C_{ds} et C_g et suivre l'évolution donnée par l'équation 43. Pour définir cette zone, le courant I_g mesuré a été comparé au courant calculé à partir de l'équation 43 (Figure 64). Cette comparaison confirme qu'il existe une zone pour laquelle $I_g \approx I_{C_g}$: c'est la zone a. L'accord entre I_g et I_{C_g} valide le modèle électrique et le calcul des différentes capacités. Ainsi la zone a correspond à la zone où la décharge peut être considérée comme éteinte.

$$I_g(t) = \frac{C_{ds} \cdot C_g}{C_{ds} + C_g} \cdot \frac{dV_a(t)}{dt} \quad \text{Eq. 43}$$

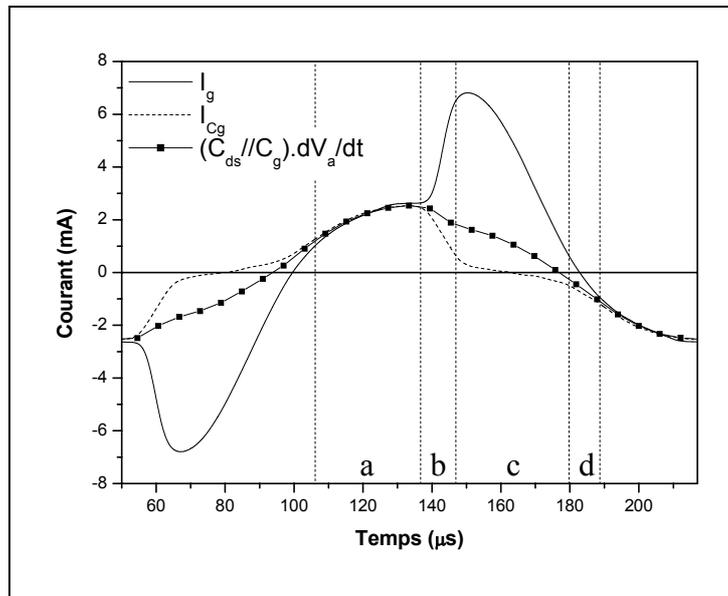


Figure 64 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz, I_g , du courant dans la capacité C_g , I_{C_g} , et du courant défini par l'équation 43 ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

Néanmoins, l'objectif étant de trouver la meilleure représentation de G_g , il est intéressant de tracer le courant I_d (Figure 65). Il est étonnant de constater que lorsque la décharge est éteinte, le courant I_d n'est pas tout à fait nul. En effet, un courant de faible amplitude, I_0 , en phase avec la tension gaz, est toujours présent. Ce courant est négligeable devant le courant capacitif. Néanmoins, sa présence montre clairement que le gaz ne revient pas au repos entre deux décharges.

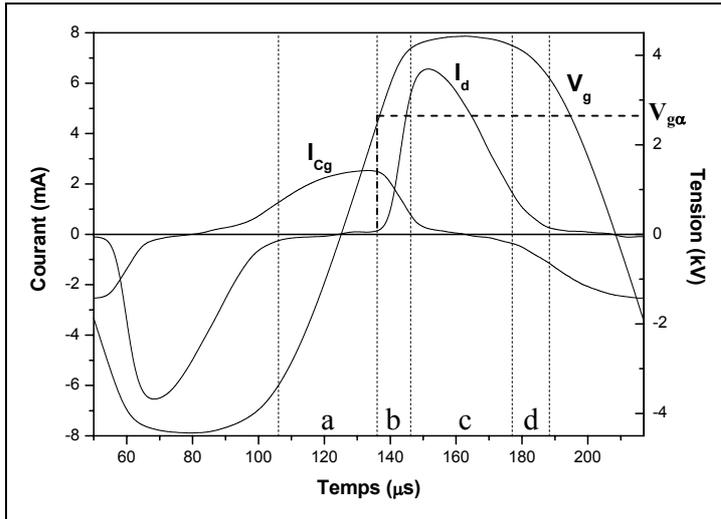


Figure 65 : Evolution temporelle du courant de décharge, I_d , du courant dans la capacité C_g , I_{Cg} , et de la tension gaz, V_g ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

I-1-2. Zone b : amorçage de la décharge

Lorsque la tension appliquée sur le gaz atteint la tension de claquage, $V_{g\alpha}$, le courant I_d augmente rapidement. La décharge s'amorce. Le courant I_{Cg} décroît jusqu'à devenir nul (Figure 65) : le gaz passe d'un état capacitif à un état résistif. Comme le montre la Figure 66 qui présente la variation du courant I_d en fonction de la tension V_g , le gaz devient de plus en plus conducteur au fur et à mesure que V_g augmente.

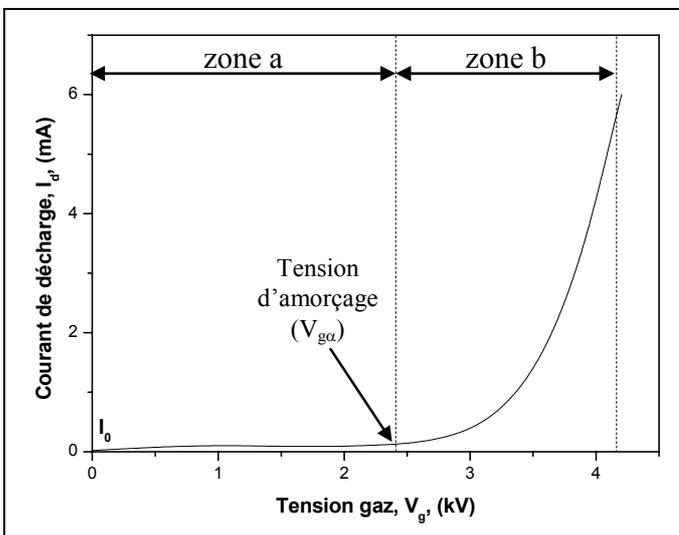


Figure 66 : Caractéristique courant de décharge, I_d , tension gaz, V_g , durant les zones a et b ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

La tension d'amorçage de la décharge, $V_{g\alpha}$, est déterminée graphiquement à partir de la caractéristique $I_d=f(V_g)$, sur une demi période, au point où le courant I_d , initialement égal à I_0 , commence à croître (Figure 66). Notons que la valeur de $V_{g\alpha}$ décroît avec la fréquence (Figure 67). En effet, plus le temps entre deux décharges diminue, plus le claquage du gaz se produit pour une tension faible ce qui peut s'expliquer par la participation au claquage d'espèces énergétiques créées pendant la décharge précédente. Espèces dont la plus forte présence est confirmée par l'augmentation du courant I_0 avec la fréquence (Figure 68). Néanmoins, la fréquence définissant en grande partie la puissance dissipée dans le gaz et donc sa température, l'influence de la température sur $V_{g\alpha}$ et I_0 devra être étudiée de façon détaillée pour séparer les conséquences d'une élévation de température de celles d'une augmentation de l'effet mémoire entre deux décharges consécutives.

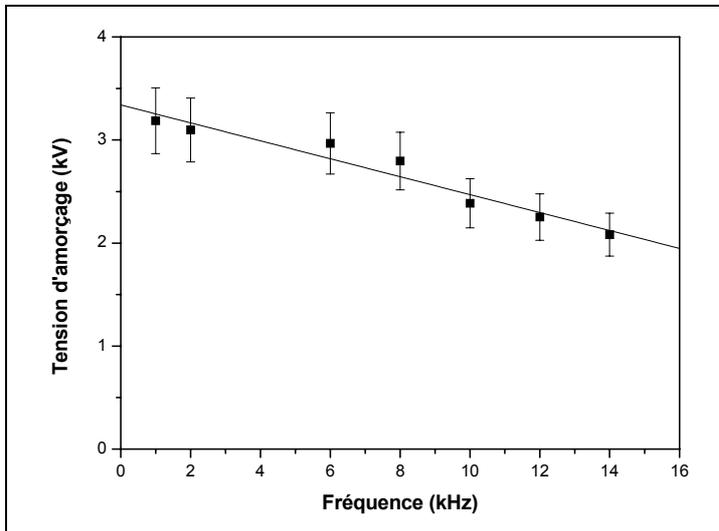


Figure 67 : Tension d'amorçage, $V_{g\alpha}$ de la décharge en fonction de la fréquence d'excitation ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

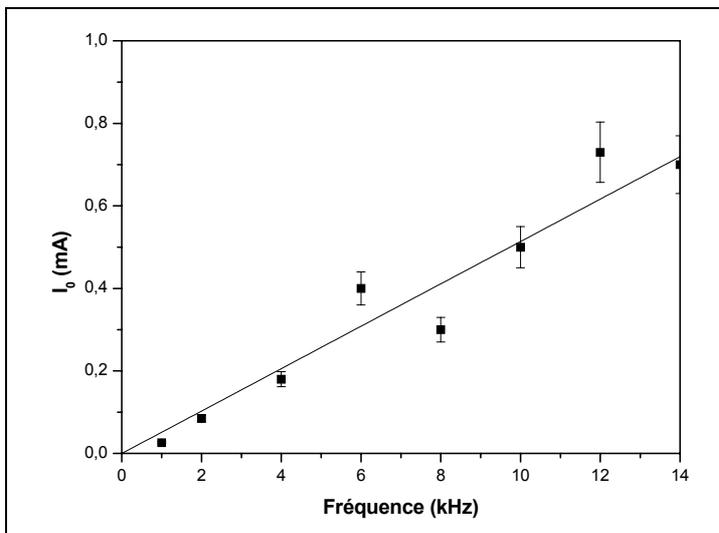


Figure 68 : Evolution du courant I_0 en fonction de la fréquence d'excitation ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

I-1-3. Zone c : tension gaz quasi constante

La zone *c* est celle pour laquelle la tension gaz V_g est quasi constante. Le champ électrique correspondant à cette valeur de V_g est de l'ordre de 40 kV.cm^{-1} , ce qui est très élevé. Selon le schéma électrique présenté Figure 62, lorsque V_g est quasiment constante (Figure 65 – zone *c*), la majeure partie des variations de la tension d'alimentation, V_a , est reportée sur les diélectriques solides modélisés par la capacité équivalente C_{ds} . Par conséquent, le courant I_g peut être déduit de l'équation 44. C'est bien ce qui est confirmé par la comparaison du courant dans le gaz, I_g , et du courant défini par l'équation 44 (Figure 69). Comme dans cette zone le courant I_{Cg} est faible, on peut considérer que le courant I_d est égal au courant I_g . Par conséquent, dans la zone *c*, le courant de décharge, I_d , est principalement défini par la valeur de la capacité C_{ds} et la dérivée de la tension appliquée V_a . On peut considérer que, une fois amorcée, la décharge est alimentée par une source de courant, dont l'amplitude est proportionnelle à la valeur de la capacité C_{ds} et au produit tension – fréquence de la tension d'alimentation qui définit dV_a/dt .

$$I_g(t) = C_{ds} \cdot \frac{dV_a(t)}{dt} \tag{Eq. 44}$$

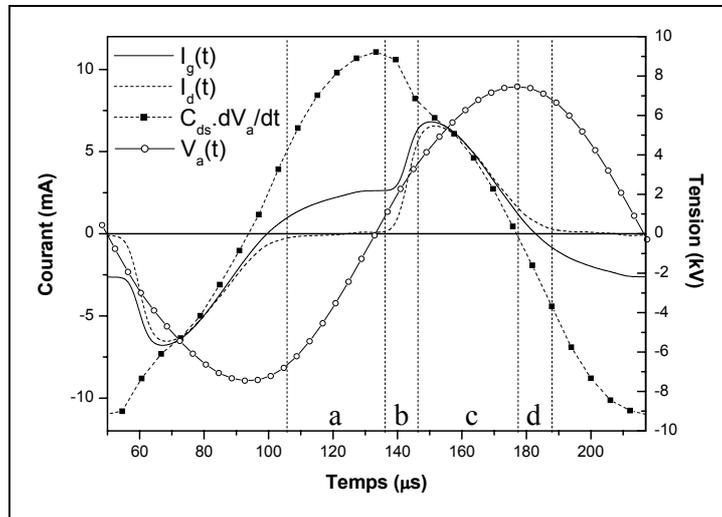


Figure 69 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$, du courant de décharge, $I_d(t)$, du courant défini par l'équation 44 et de la tension appliquée, $V_a(t)$, ($f=6 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$)

Dans cette zone V_g étant quasi constante, V_{ds} varie beaucoup (Figure 70). Dans la zone où le courant est maximal, V_{ds} change de signe c'est-à-dire que la polarité des surfaces en contact avec la décharge s'inverse. Les charges déposées par la décharge précédente sont neutralisées.

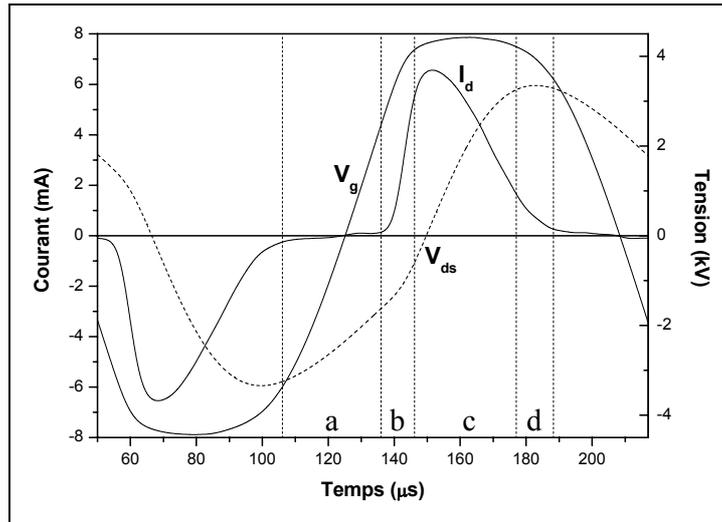


Figure 70 : Evolution temporelle du courant de décharge, I_d , de la tension gaz, V_g , et de la tension sur les diélectriques solides, V_{ds} ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

I-1-4. Zone d : extinction de la décharge

Durant la zone c, le courant I_g qui est contrôlé par le circuit extérieur a déjà fortement diminué (Figure 69) du fait de la décroissance de la variation de l'excitation sinusoïdale (Eq. 44). Néanmoins, cette diminution s'accroît lorsque la décroissance de la tension appliquée sur les électrodes entraîne une chute de la tension gaz qui conduit à l'extinction totale de la décharge à la fin de la zone d.

I-2. Physique de la décharge

Après avoir décrit le comportement électrique de la décharge sur une demi-période, nous nous proposons ici de relier ces observations à la physique de la décharge afin de définir la meilleure représentation électrique de la DTPA. Une attention particulière est portée à l'influence de la variation de l'émission secondaire sur le comportement de la décharge.

I-2-1. Décharge de Townsend

Pour déterminer le régime de décharge obtenu, il est intéressant de comparer la caractéristique courant-tension $I_d=f(V_g)$ (Figure 66) avec la caractéristique $I(V)$ typique d'une décharge dans un gaz obtenue sous tension continue à basse pression (Figure 71). Nos résultats correspondent à la première partie de cette courbe typique c'est-à-dire une décharge dans laquelle le courant augmente jusqu'à saturer à une valeur égale à I_0 lorsque tous les électrons créés par la source extérieure dérivent jusqu'à l'anode. Puis sous l'effet du champ électrique,

les électrons forment des avalanches de plus en plus importantes, ce qui entraîne une augmentation exponentielle du courant jusqu'à ce que le plateau de Townsend soit atteint. Le plateau de Townsend est caractérisé par une croissance quasi-verticale du courant pour une valeur de tension quasi constante. Ceci est expliqué par un passage d'un régime où la multiplication des électrons est principalement gouvernée par l'ionisation par impact d'électrons sur les molécules du gaz à un régime dans lequel le flux d'électrons extraits par émission secondaire à la cathode suite au bombardement par les ions créés par les avalanches électroniques devient important jusqu'à suffire à l'auto-entretien de la décharge. Dans cette zone, le champ électrique reste élevé car la tension est uniformément répartie sur l'ensemble de l'espace inter-électrodes. En effet, le taux d'ionisation n'est pas suffisant pour que la charge d'espace positive localise le champ de façon significative (cf. Chapitre I, II-4-2). Les résultats du modèle numérique de la décharge, développé au CPAT par l'équipe de Pierre Ségur [58], ainsi que les photographies rapides de l'espace inter-électrodes ont permis de confirmer qu'au maximum de courant cette décharge est bien dans un régime de Townsend. Ce modèle numérique est un modèle fluide qui résout l'équation de continuité et de conservation de la quantité de mouvement couplé à l'équation de Poisson. Il tient compte du coefficient d'émission secondaire, γ , des différents ions de l'azote ainsi que des états excités métastables.

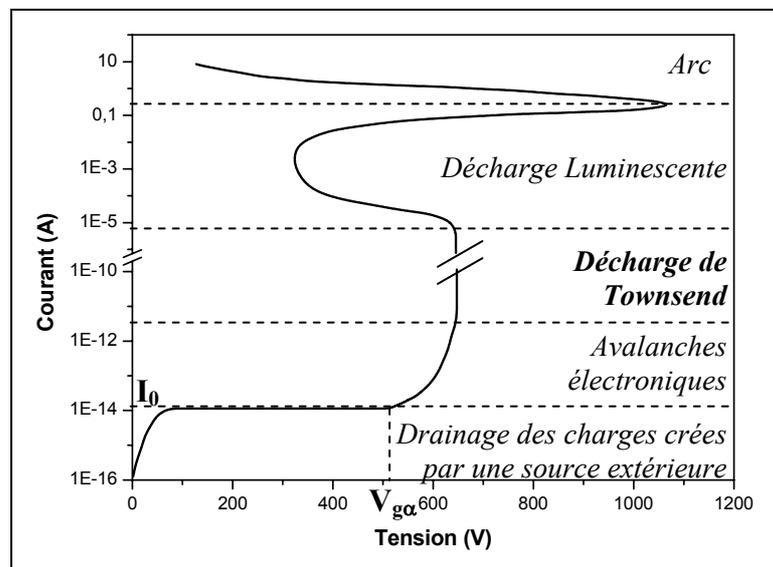


Figure 71 : Caractéristique courant-tension typique d'une décharge dans un gaz : exemple du Néon ($d=50$ cm et $p=1$ torr) [87]

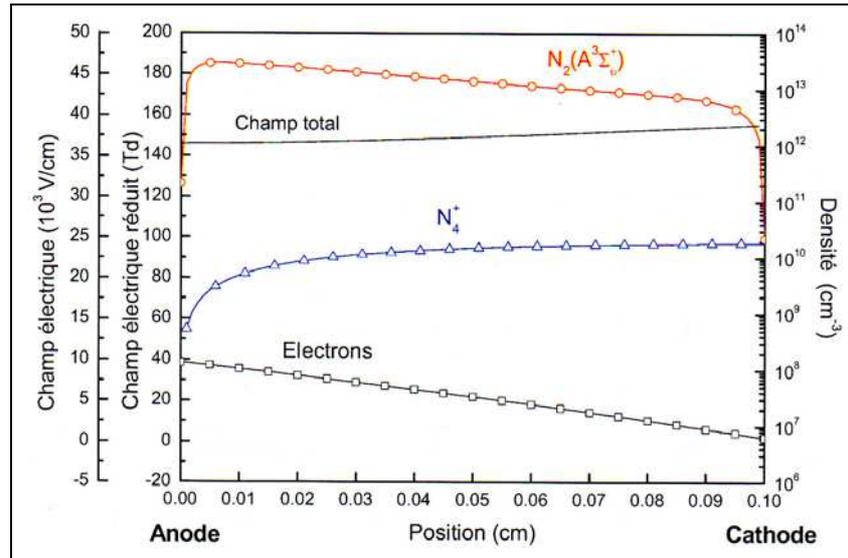


Figure 72 : Densité d'électrons, d'ions N_4^+ , de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ et champ électrique en fonction de la position inter-électrode au maximum du courant de décharge [58]

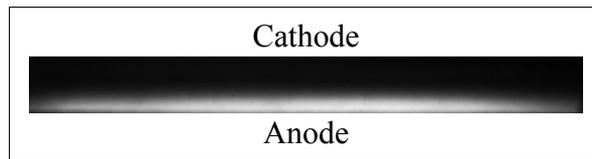


Figure 73 : Photographie rapide de l'espace inter-électrodes prise au maximum du courant avec un temps de pause de 10 ns [41]

La Figure 72 présente la variation spatiale du champ électrique dans l'espace inter-électrodes, ainsi que les densités d'électrons, d'ions N_4^+ et de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, qui sont les espèces majoritaires dans la décharge. Ces distributions sont présentées au maximum du courant. Comme nous pouvons le voir, le champ électrique garde une valeur quasiment constante ($\approx 37,5 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) sur l'ensemble de l'espace inter-électrodes. La densité d'électrons varie exponentiellement de 10^6 cm^{-3} à 10^8 cm^{-3} , et est maximale à l'anode. D'après la littérature, un tel comportement correspond à une décharge de Townsend [1], c'est-à-dire une décharge auto-entretenu par l'émission d'électrons à la cathode. Les électrons se multiplient exponentiellement pendant leur trajet de la cathode à l'anode puisque la densité d'ions est trop faible pour induire une localisation du champ électrique. Le champ étant quasi uniforme, la valeur du champ géométrique est forte, ce qui permet de maintenir l'ionisation. Le transfert d'énergie est maximal à l'anode où la densité électronique est maximale. Ceci est confirmé par la Figure 73 qui présente une photographie rapide de l'espace inter-électrodes au maximum de courant. Cette photographie a été prise avec un temps de pause de 10 ns pour mettre en évidence l'absence de micro-décharges. On constate que la lumière est homogène

radialement et surtout que son émission est maximale du côté de l'anode, ce qui est bien en accord avec le comportement d'une décharge de Townsend.

Notons que si la densité électronique est très faible, il n'en va pas de même pour la densité des états excités à longue durée de vie $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Dans l'azote, cette espèce a une durée de vie supérieure au temps entre deux décharges [58]. Elle s'accumule donc sur plusieurs décharges ce qui explique des densités de l'ordre de 10^{13} c'est à dire 10^5 fois plus grande que celle des électrons. De plus, pendant la décharge la densité est maximale près de l'anode. La diminution observée à 20 μm de la paroi est due à la destruction des métastables qui diffusent jusqu'à l'anode.

I-2-2. Influence de l'émission secondaire sur la décharge

L'obtention d'un claquage de Townsend à pression atmosphérique suppose d'une part, d'éviter la formation d'une grande avalanche et donc de diminuer l'ionisation α du gaz et d'autre part, d'accroître l'émission d'électrons secondaires à la cathode. La diminution de α s'explique par une ionisation du gaz très progressive commençant pour un champ inférieur au champ de claquage de gaz comme en témoigne l'augmentation significative de V_g durant la montée du courant (Figure 66). Ainsi, la tension de claquage effective du gaz $V_{g\alpha}$ est d'autant plus faible que l'effet mémoire et la puissance sont forts (Figure 67).

La forte contribution de l'émission d'électrons secondaires lors de l'amorçage de la décharge est expliquée par la diffusion des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ vers la cathode. En effet, les travaux successifs réalisés dans l'équipe de F. Massines ont montré que la présence de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ est une condition nécessaire à l'obtention d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique d'azote [88]. Durant la DTPA, les métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ sont créés près de l'anode par impact électronique (Figure 72). A l'inversion de polarité de la tension gaz, lorsque l'électrode précédemment anode devient cathode, le flux de métastables sur le diélectrique qui la recouvre reste important puisqu'il est indépendant du champ électrique. Ainsi la diffusion des métastables induit une émission continue d'électrons par la cathode, ce qui se traduit comme nous l'avons vu précédemment par un courant de décharge non nul I_0 même lorsque la décharge est éteinte (Figure 65 - zone a), c'est à dire lorsque le champ électrique est trop faible pour induire la formation d'avalanches électroniques. Ainsi les électrons émis par la cathode traversent l'espace inter-diélectriques sans qu'il y ait amplification. Lorsque V_g augmente, le développement d'avalanches électrique explique la croissance exponentielle du courant (Figure 66). L'importance de ce phénomène dépend

fortement du coefficient d'émission secondaire, γ , de la surface. On définira ainsi γ_i comme le coefficient d'émission secondaire des ions et γ_m le coefficient d'émission secondaire des métastables. La détermination de ces coefficients n'est pas chose aisée et les résultats de mesures dans le cas d'une cathode diélectrique sont rares dans la littérature [89]. Ces mesures ne sont pas simples à mettre en œuvre notamment à cause de l'influence de la charge à la surface du diélectrique [90]. En effet, le coefficient d'émission secondaire d'un diélectrique chargé négativement est plus important que celui d'un diélectrique non chargé [91]. Dans le cas d'une DTPA, lorsque l'anode devient cathode les électrons préalablement déposés à la surface du diélectrique par la décharge précédente et qui se trouvent dans les pièges peu profonds sont facilement extractibles de la surface ce qui permet d'augmenter γ entre deux décharges et lors de l'amorçage de la décharge. En fait, c'est le cas jusqu'à ce que tous les électrons déposés pendant la décharge précédente soient neutralisés ou émis, ce qui correspond à l'instant où la tension V_{ds} est égale à 0. Ainsi, avec le modèle fluide développé par C. Kamphan [58], les meilleurs résultats ont été obtenus avec un coefficient γ_m variant de 0,5 à 0,01 suivant la charge du diélectrique et avec $\gamma_i=0,01$.

Ce fonctionnement particulier explique une singularité de la DTPA à savoir la présence d'une hystérésis sur la caractéristique courant-tension (Figure 74). En effet, l'amorçage de la décharge se fait pour des tensions gaz inférieures à celles obtenues lors de son extinction. Ce phénomène est tout à fait en accord avec une diminution du coefficient d'émission secondaire, γ au cours de la décharge [58]. Diminution qui suppose une augmentation de l'ionisation dans le gaz et donc de la tension V_g pour obtenir une valeur du courant donnée.

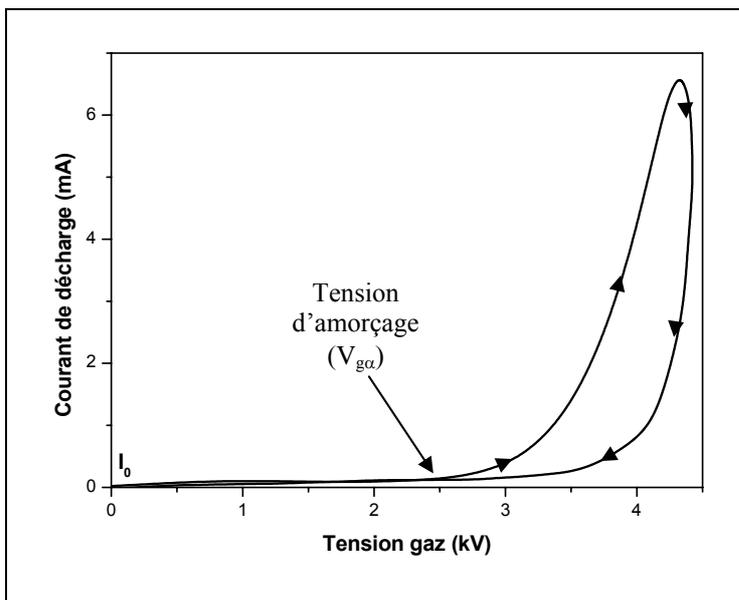


Figure 74 : Hystérésis du courant de décharge en fonction de la tension gaz ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

Nous avons essayé d'évaluer la valeur du coefficient d'émission secondaire effectif, qui englobe à la fois γ_m (γ métastables) et γ_i (γ ions), en comparant le courant théorique dû à un claquage de Townsend [1] défini par l'équation 45 avec un relevé expérimental. Précisons que cette équation ne peut pas décrire précisément le comportement de la décharge puisqu'elle ne tient pas compte des phénomènes comme la recombinaison des charges et l'ionisation Penning.

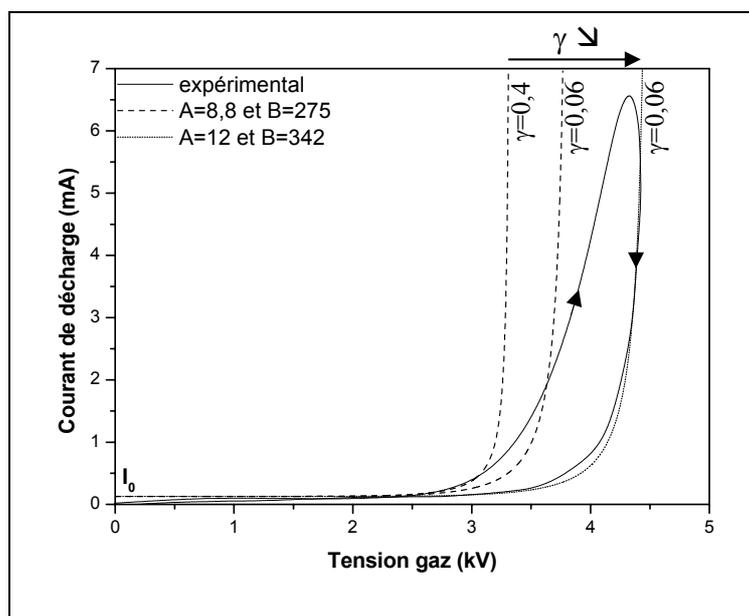


Figure 75 : Illustration de la variation du coefficient d'émission secondaire, γ , entre l'amorçage et l'extinction de la décharge ($f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

$$i(t) = i_0 \cdot \frac{\exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \cdot [\exp(\alpha \cdot d) - 1]} \quad \text{Eq. 45}$$

$$\text{avec : } \alpha(t) = p \cdot A \cdot \exp\left(\frac{-B \cdot p \cdot d}{V_g(t)}\right)$$

α : premier coefficient d'ionisation de Townsend (ionisation dans le gaz) ; γ : deuxième coefficient d'ionisation de Townsend (coefficient d'émission secondaire) ; i_0 : courant initial à la cathode ($1,3 \cdot 10^{-4}$) ; $8,8 < A < 12$ ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$) [1] ; $275 < B < 342$ ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$) [1] ; p : pression (Torr) ; d : espace inter-diélectriques (cm) ; $V_g(t)$: tension appliquée sur le gaz (V).

Néanmoins, comme le montre la Figure 75, lors de l'amorçage, le courant peut être défini par l'équation 45 en prenant une valeur du coefficient d'émission secondaire égale à 0,4. Dans ce cas, le coefficient d'ionisation dans le gaz, α , est calculé en utilisant les valeurs de A et de B trouvées dans la littérature [1]. Pour un champ réduit E/p compris entre 27 et 200 $V.cm^{-1}.Torr^{-1}$, ce qui correspond dans nos conditions de distance inter-diélectriques et de pression à une tension gaz comprise entre 2 kV et 15 kV : $A=8,8$ et $B=275$. Au fur et à mesure de l'augmentation du courant I_d , la charge du diélectrique ($q(t)=C_{ds}.V_{ds}(t)$) se trouvant sur la cathode diminue jusqu'à devenir nulle lorsque le courant I_d est maximum (Figure 70). Par conséquent, le coefficient d'émission secondaire devrait diminuer au moins jusqu'au maximum du courant. Effectivement, une diminution de γ permet de mieux décrire les résultats expérimentaux.

Cependant, la seule diminution de γ ne permet pas de décrire en totalité, avec l'équation 45, l'hystérésis observée expérimentalement (Figure 75). En effet, il est également nécessaire de diminuer le coefficient d'ionisation dans le gaz alors que la tension V_g pour un même courant est plus forte que lors de l'amorçage de la décharge. Pour cela, nous avons utilisé pour le calcul de α les coefficients A et B trouvés dans la littérature correspondant à une gamme de champs réduits plus élevés ($100 < E/p < 600 V.cm^{-1}.Torr^{-1}$) : $A=12$ et $B=342$ [1]. Il est ainsi possible de bien décrire le comportement électrique de la DTPA, du maximum de la tension gaz jusqu'à l'extinction de la décharge, en utilisant une valeur du coefficient d'émission secondaire effectif égale à 0,06 (Figure 75). Ceci tend à confirmer qu'au delà du maximum du courant, c'est à dire à partir du moment où tous les électrons préalablement déposés sur la cathode ont été neutralisés, le coefficient γ est constant et égal au coefficient intrinsèque du matériau. La différence de variation du coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique entre l'amorçage et l'extinction de la décharge peut s'expliquer par une augmentation de la contribution de la recombinaison électron-ion au fur et à mesure de l'augmentation de leurs densités respectives. Si cette variation est correcte, γ_{m+ions} varie de 0,4 en début de décharge à 0,06 au maximum de courant du fait de la variation de la charge du diélectrique solide qui recouvre la cathode. Ces valeurs sont en bon accord avec celles du modèle fluide [58]. Pour la modélisation circuit qui est l'objet de cette thèse, nous retiendrons uniquement la nécessité de décrire l'hystérésis de la caractéristique $I_d(V_g)$ (Figure 74).

I-3. Synthèse

La décharge de Townsend à la pression atmosphérique est impulsionnelle. Néanmoins, le courant de décharge, I_d , n'est jamais nul. Il est d'autant plus élevé entre deux décharges que le flux de métastables sur la cathode et la charge de cette surface sont forts. Ce flux comme la charge du diélectrique sont des effets mémoires de la décharge précédente qui conditionnent la tension de claquage du gaz.

Durant le claquage, le courant augmente exponentiellement avec la tension gaz. La tension pour laquelle le courant commence à augmenter diminue fortement avec la fréquence d'excitation. Pendant le pic de courant, le nombre d'électrons piégés dans des pièges peu profonds du diélectrique qui couvre la cathode diminue, ce qui entraîne une diminution du coefficient d'émission secondaire effectif de la surface. Cela se traduit, d'un point de vue électrique, par une hystérésis sur la caractéristique $I_d=f(V_g)$. En effet, la tension gaz associée à une même valeur de I_d est plus importante à l'extinction de la décharge que lors de l'amorçage.

En outre, il est intéressant de noter que pendant une grande partie du pic de courant, la tension gaz est quasiment constante. On est alors en alimentation en courant et le courant de décharge est défini par le circuit extérieur (C_{ds} et dV_a/dt). La tension gaz s'ajuste pour maintenir le courant à la valeur imposée par l'alimentation électrique et les applicateurs que sont les diélectriques solides alors que le coefficient d'émission secondaire varie.

II. MODELISATION DE LA DECHARGE DE TOWNSEND

C'est à partir des observations que nous venons de présenter que le modèle électrique de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique (DTPA) a été développé. L'objectif est de réaliser un modèle macroscopique décrivant, sans ajustement de paramètres, le comportement électrique de la DTPA sur l'ensemble de son domaine de fonctionnement, c'est-à-dire jusqu'à la transition en régime filamentaire.

Dans un premier temps, nous présenterons le modèle électrique de la DTPA dans son ensemble. Puis dans un deuxième temps, nous décrirons en détail les éléments essentiels de ce modèle ainsi que la façon de déterminer leurs valeurs. Pour finir, le modèle sera validé par comparaison des résultats de simulation avec les mesures expérimentales sur l'ensemble du domaine de fonctionnement de la décharge.

La caractéristique inverse d'une diode Zener couramment utilisée dans les logiciels de simulation de type circuit, définit la variation exponentielle du courant avec la tension au moyen de trois paramètres : IBV, BV et NBV (Figure 76). Dans notre cas, le courant I_0 a été rajouté afin de tenir compte du courant dû à l'émission continue d'électrons à la cathode par le flux de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ (Eq. 46). Les paramètres BV et IBV représentent respectivement la tension de claquage de la diode et le courant associé. Dans le cadre du modèle de la DTPA, la tension BV correspond à la tension de claquage du gaz au repos V_{ga0} (sans tenir compte de l'effet des métastables et de la charge des diélectriques). A une température donnée, cette tension est définie par le produit pression-distance de la cellule de décharge. La variation de l'ionisation du gaz avec le champ électrique est représentée par $NBV.kT/q$ où NBV représente, dans le cas d'une diode, le facteur idéal de claquage inverse : $NBV.kT/q$ est la tension à ajouter à BV afin de multiplier le courant IBV par e (Figure 76). Notons que plus le facteur $NBV.kT/q$ est petit, plus l'ionisation dans le gaz augmente rapidement avec le champ électrique.

II-1-2.Prise en compte de la variation de l'émission secondaire pendant la décharge et entre deux décharges

Le deuxième point concerne l'influence de la variation de l'émission secondaire sur la décharge qui, comme nous l'avons vu précédemment, entraîne une hystérésis sur la caractéristique courant de décharge en fonction de la tension gaz. Ce phénomène peut être décrit au moyen d'un circuit R_γ - C_γ parallèle placé en série avec les diodes Zener (Figure 77). D'un point de vue électrique, la charge de la capacité induit une variation de la caractéristique $V_g(I_d)$ qui décrit l'hystérésis observée, I_d étant défini par V_z (Eq. 46) et V_g se répartissant sur les diodes Zener et le circuit R_γ - C_γ .

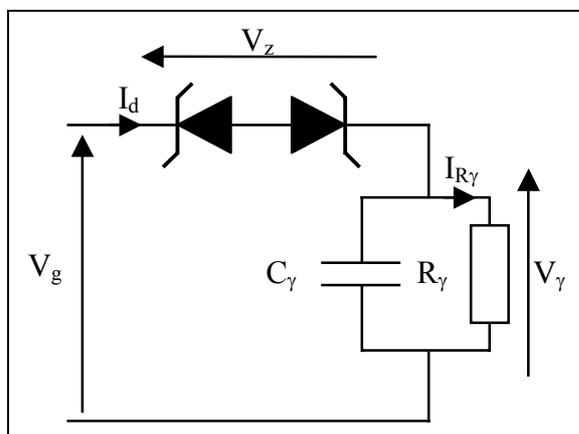


Figure 77 : Schéma décrivant la décharge du gaz

Ce circuit permet également de modéliser un des mécanismes qui expliquent la diminution de la tension d'amorçage $V_{g\alpha}$ en fonction de la fréquence d'excitation. En effet, nous avons vu précédemment que lors de l'inversion de la polarité de la tension V_g appliquée sur le gaz, le flux de métastables sur la cathode permet d'exacerber l'émission d'électrons secondaires avant que le champ ne soit suffisant pour induire la formation d'une grande avalanche. Plus l'émission secondaire est importante, plus la décharge s'amorce pour un champ électrique faible. Lorsque la fréquence augmente, d'après les résultats de modélisation numérique [58], la densité de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ entre deux décharges augmente également. Ce qui entraîne une augmentation de l'émission secondaire et donc une diminution de la tension d'amorçage de la décharge. Cette diminution de la tension d'amorçage peut également être modélisée à l'aide du circuit R_γ - C_γ parallèle à condition de choisir convenablement la constante de temps $\tau_\gamma=R_\gamma C_\gamma$. Dans la partie suivante, nous verrons le principe de fonctionnement de ce circuit R_γ - C_γ .

II-1-3.Principe de fonctionnement du modèle

La Figure 78 présente le modèle complet de la cellule de décharge. La source de tension V_a représente la tension appliquée à la cellule de décharge qui est issue du modèle de l'alimentation électrique décrit au chapitre précédent.

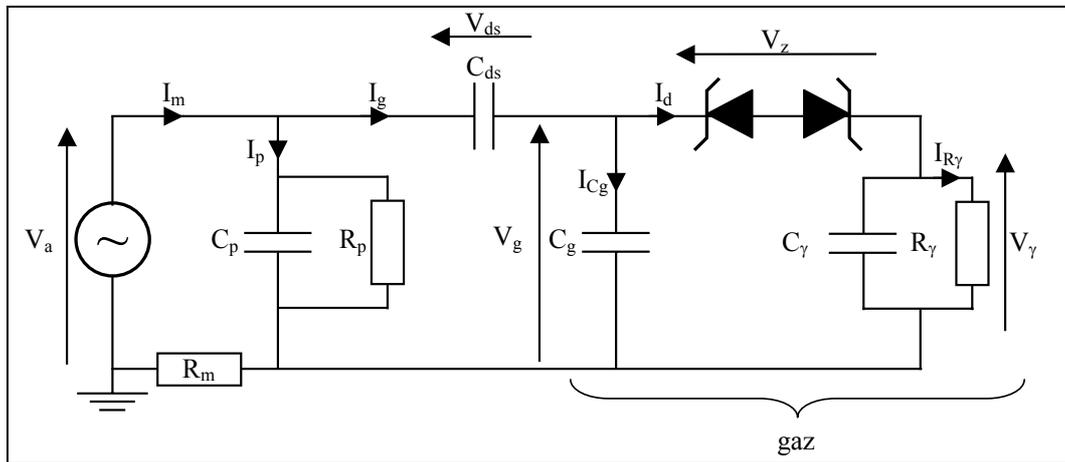


Figure 78 : Modèle de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique

Lorsque la tension V_z devient égale à BV par valeurs croissantes, la diode Zener qui était précédemment bloquée devient passante. Or, d'après la loi des mailles : $V_g(t)=V_z(t)+V_\gamma(t)$. On déduit donc la condition d'amorçage des diodes Zeners : $V_g(t)=BV+V_{\gamma\alpha}=V_{g\alpha}$. $V_{g\alpha}$ est la tension de claquage de la DTPA et $V_{\gamma\alpha}$ est la tension $V_\gamma(t)$ au moment du claquage.

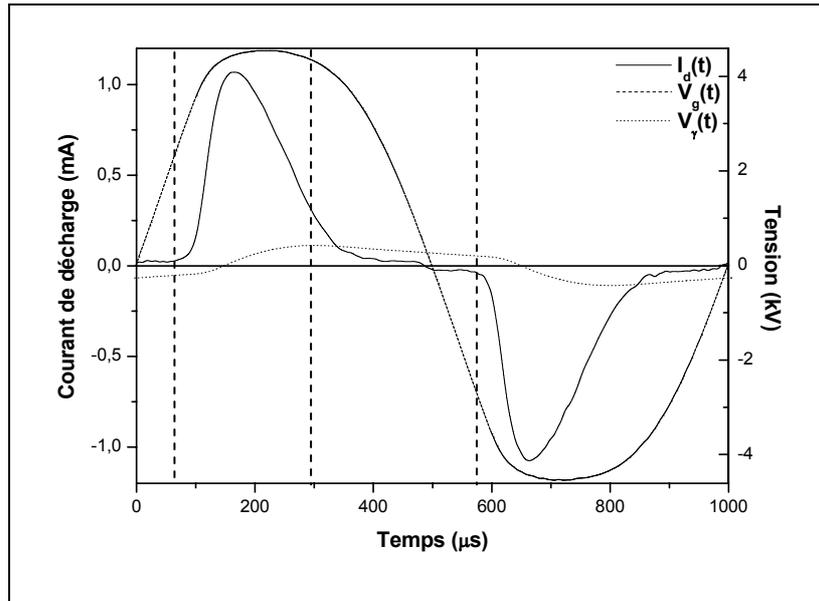


Figure 79 : Evolution temporelle du courant expérimental de décharge, I_d , de la tension gaz calculée à partir de la mesure, V_g , et de la tension aux bornes de $R_\gamma C_\gamma$ calculée, V_γ ($f=1$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $R_\gamma=1,6$ MΩ, $C_\gamma=200$ pF)

Afin de comprendre le principe de fonctionnement du modèle, regardons sur la Figure 79 une évolution temporelle typique du courant de décharge, I_d , de la tension gaz, V_g , et de la tension V_γ calculée aux bornes de $R_\gamma C_\gamma$. Pendant la décharge, la capacité C_γ se charge et la tension V_γ , qui était de signe opposé à la tension V_g au moment du claquage, change de signe. V_γ augmente jusqu'à ce que le courant I_d devienne trop faible pour charger la capacité C_γ . A partir de cet instant, la capacité C_γ se décharge dans la résistance R_γ jusqu'à ce que la tension gaz soit à nouveau suffisamment élevée pour initier une nouvelle décharge sur l'alternance négative. Au moment du claquage, les tensions V_g et V_γ sont de signes opposés. Comme $V_z(t)=V_g(t)-V_\gamma(t)$, cela permet d'augmenter la tension V_z et ainsi de tenir compte de la diminution de la tension d'amorçage de la DTPA. L'inversion de la polarité de V_γ pendant la décharge permet de décrire l'hystérésis observée sur le courant de décharge entre la montée et la descente du courant.

En résumé, le claquage de type Townsend a été modélisé au moyen de deux diodes Zener tête-bêche et l'influence de la variation de l'émission secondaire sur la décharge est modélisée par un circuit $R_\gamma C_\gamma$ parallèle en série avec les diodes Zener. La variation de tension aux bornes de $R_\gamma C_\gamma$ pendant la décharge caractérise la variation de l'émission secondaire pendant cette décharge alors que la constante de temps $\tau_\gamma=R_\gamma C_\gamma$ définit la durée de l'effet mémoire lié à la présence des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ entre deux décharges.

II-2. Détermination des paramètres

La détermination des différents paramètres du modèle de la DTPA n'est pas aisée. En effet, les paramètres des diodes Zener doivent être déterminés à partir de leur caractéristique courant-tension $I_d=f(V_z)$, ce qui suppose de pouvoir calculer la tension à leurs bornes. Or, comme $V_z(t)=V_g(t)-V_\gamma(t)$, la première étape consiste à déterminer les valeurs de la résistance R_γ et de la capacité C_γ afin de pouvoir ensuite calculer cette tension.

Dans un premier temps, nous déterminerons les différents paramètres du modèle dans un cas à faible puissance ($P=0,089 \text{ W.cm}^{-2}$, $f=1 \text{ kHz}$) et durée d'application de la tension très courte (1 s) qui servira par la suite de référence. L'intérêt de réaliser des mesures à durée d'allumage très courte est de s'affranchir des phénomènes à temps long tels que l'augmentation de la température. Puis dans un deuxième temps, nous étudierons l'influence de l'augmentation de la puissance sur ces paramètres.

II-2-1. Circuit $R_\gamma - C_\gamma$

Ce circuit RC permet d'une part de décrire la variation du coefficient d'émission secondaire γ durant la décharge et d'autre part de modéliser la réduction de tension de claquage du gaz liée à la présence des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. La première étape consiste à estimer la diminution de la tension de claquage, due à l'exacerbation de l'émission secondaire d'électrons à la cathode par le bombardement des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. La tension d'amorçage de la décharge est déterminée à partir du calcul de la tension gaz (Figure 80).

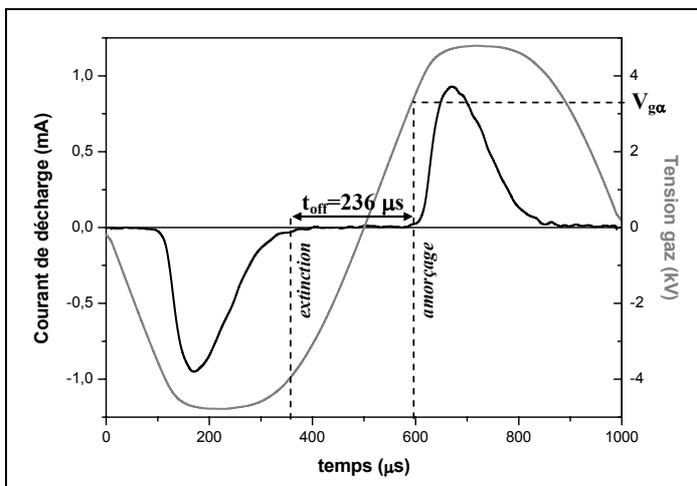


Figure 80 : Détermination du temps entre deux décharges, t_{off} , et de la tension d'amorçage de la décharge, $V_{g\alpha}$ à partir des évolutions temporelles du courant de décharge, I_d , et de la tension gaz, V_g ($f=1 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$, $t=1 \text{ s}$)

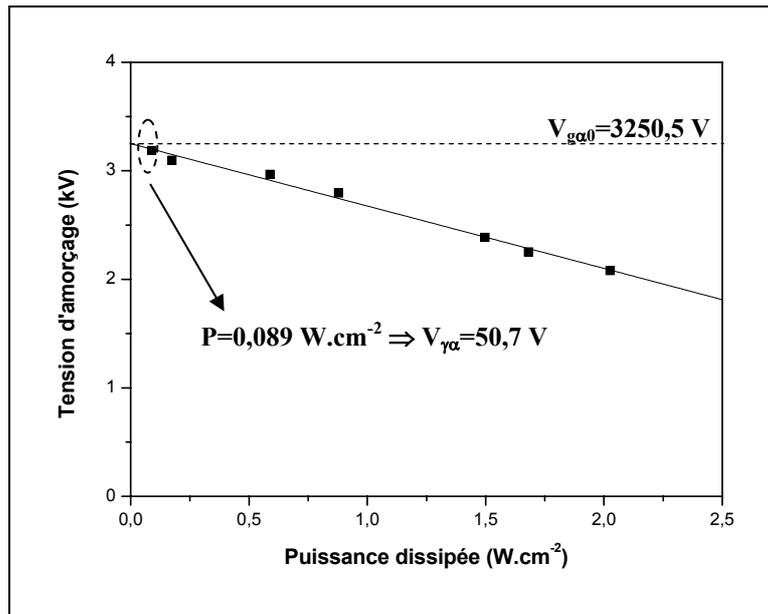


Figure 81 : Tension d'amorçage de la décharge en fonction de la puissance dissipée dans la décharge pour de durées d'amorçage de la décharge comprises entre 1 et 30 s ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$, $t=1 \text{ s}$)

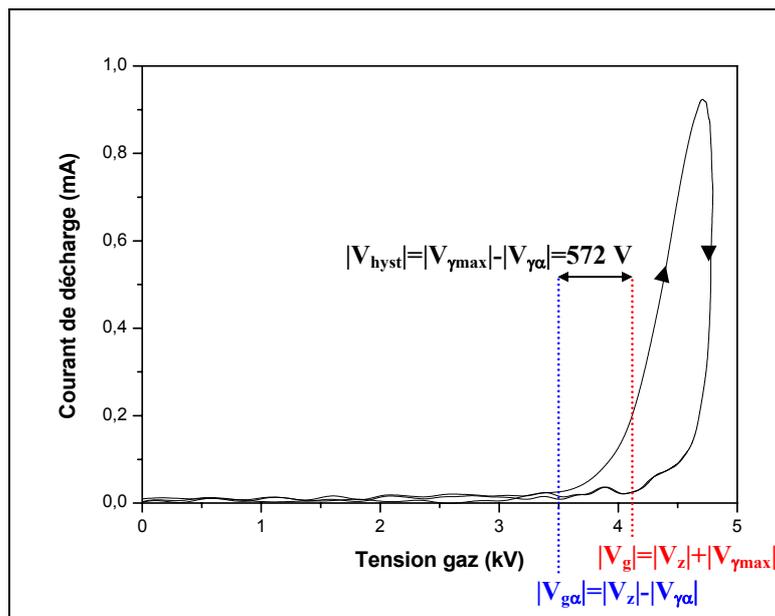


Figure 82 : Hystérésis de la caractéristique courant de décharge – tension gaz ($f=1 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$, $t=1 \text{ s}$)

Le tracé de la tension d'amorçage, $V_{g\alpha}$, en fonction de la puissance dissipée dans la décharge présenté Figure 81, permet d'extrapoler la valeur de la tension $V_{g\alpha 0}$ qui correspond à la tension d'amorçage de la décharge lorsque le gaz n'est pas excité ($P=0$) et qu'il est à température ambiante et pression atmosphérique. Si l'on fait l'hypothèse que la chute de la

tension de claquage est uniquement due à l'exacerbation de l'émission secondaire, alors la diminution de la tension d'amorçage est égale à la tension aux bornes de R_γ - C_γ , V_γ , au moment du claquage que l'on notera $V_{\gamma\alpha}$. Ainsi, selon la Figure 81, au point de fonctionnement étudié ($P=0,089 \text{ W.cm}^{-2}$, $f=1 \text{ kHz}$), $V_{g\alpha}=3199,8 \text{ V}$ soit $50,7 \text{ V}$ plus faible que $V_{g\alpha 0}$, $V_{\gamma\alpha}$ est donc égal à $50,7 \text{ V}$. Pendant la décharge, le circuit R_γ - C_γ se charge ; à l'extinction de la décharge, la tension aux bornes du circuit est maximale. Comme elle a changé de signe au cours de la décharge : $|V_{\gamma\max}| = |V_{\text{hyst}}| - |V_{\gamma\alpha}| = 572 - 50,7 = 521,3 \text{ V}$ où V_{hyst} représente la largeur de l'hystérésis déterminée graphiquement (Figure 82).

Puis, lorsque la tension appliquée sur le gaz devient trop faible, la décharge s'éteint ce qui se traduit par le blocage des diodes Zener. Par conséquent, la capacité C_γ se décharge dans la résistance R_γ suivant l'équation 47. Connaissant la durée t_{off} , entre deux décharges (Figure 80) ainsi que la tension V_γ au moment de l'extinction de la décharge $V_{\gamma\text{Max}}$, et lors de son amorçage à l'alternance suivante $V_{\gamma\alpha}$, il est possible de calculer la valeur de la constante de temps τ_γ à partir de l'équation 47. Dans l'exemple considéré ($P=0,089 \text{ W.cm}^{-2}$, $f=1 \text{ kHz}$), on trouve $\tau_\gamma = 101,2 \mu\text{s}$. Ainsi, à partir du courant de décharge expérimental, I_d , et de la constante de temps τ_γ calculée précédemment, nous calculons le courant passant dans la résistance R_γ (Eq. 48). Connaissant les valeurs de la tension $V_{\gamma\alpha}$ et du courant $I_{R\gamma\alpha}$ au moment du claquage, il est possible de déterminer la valeur de la résistance R_γ puis celle de la capacité C_γ (Eq. 49), qui conduisent à une évolution convenable de la tension V_γ à l'extinction de la décharge.

$$V_\gamma(t) = |V_{\gamma\text{Max}}| \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_\gamma}\right), \text{ à } t=t_{\text{off}} : \tau_\gamma = \frac{-t_{\text{off}}}{\ln\left(\frac{|V_{\gamma\alpha}|}{|V_{\gamma\text{Max}}|}\right)} = 101,2 \mu\text{s} \quad \text{Eq. 47}$$

$$I_{R_\gamma} = \frac{I_d}{1 + p \cdot \tau_\gamma} \quad \text{Eq. 48}$$

$$R_\gamma = \frac{|V_{\gamma\alpha}|}{|I_{R_\gamma\alpha}|} = 449,7 \text{ k}\Omega \text{ et } C_\gamma = \frac{\tau_\gamma}{R_\gamma} = 225 \text{ pF} \quad \text{Eq. 49}$$

avec : I_{R_γ} : courant dans la résistance R_γ ; $p=d/dt$: opérateur de Laplace ; $\tau_\gamma=R_\gamma C_\gamma$; t_{off} : temps entre deux décharges. $V_{\gamma\alpha}$: tension $V_\gamma(t)$ lors de l'amorçage de la décharge ; $V_{\gamma\text{Max}}$: maximum de la tension $V_\gamma(t)$ – Valeurs numériques pour $f=1 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$.

II-2-2. Diodes Zener

Une fois les valeurs de R_γ et C_γ connues, la détermination des valeurs des paramètres BV , IBV , NBV et I_0 est relativement aisée. La première étape consiste à déterminer la tension aux bornes des diodes Zener $V_z(t)$. Pour cela, la tension $V_\gamma(t)$ est calculée à partir de l'équation 50, il est ainsi possible d'en déduire la tension $V_z(t)$, par la relation : $V_z(t)=V_g(t)-V_\gamma(t)$. Les valeurs BV , IBV , NBV et I_0 sont ensuite déterminées graphiquement à partir de la caractéristique courant de décharge en fonction de la tension aux bornes des diodes Zener (Figure 83).

$$V_\gamma = \frac{R_\gamma}{1 + p \cdot R_\gamma \cdot C_\gamma} \tag{Eq. 50}$$

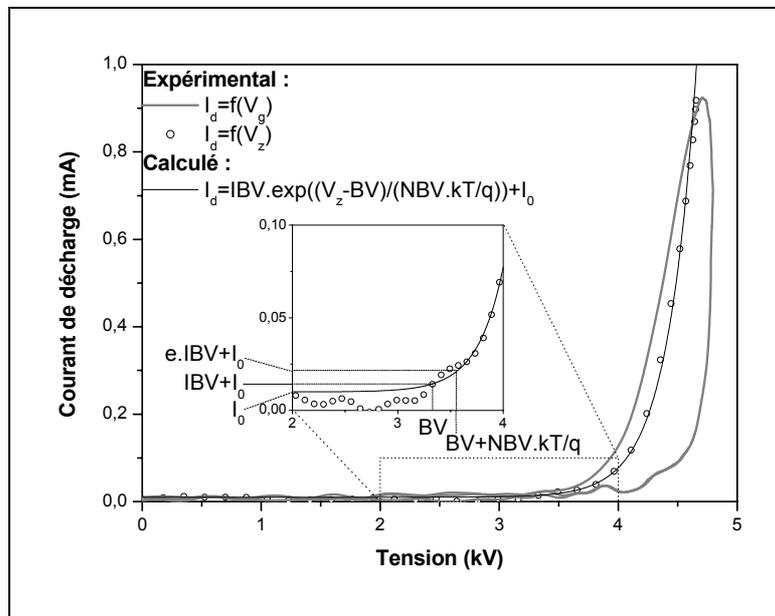


Figure 83 : Détermination des paramètres des diodes Zener à partir de la caractéristique « expérimentale » $I_d=f(V_z)$ ($f=1$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹, $t=1$ s)

Le paramètre I_0 est égal au courant I_d lorsque la décharge est éteinte. Le paramètre BV est choisi égal à la tension V_z au point où le courant de décharge s'écarte de I_0 , le courant correspondant (I_0+IBV) permet de déterminer la valeur de IBV . Enfin, la pente de la caractéristique définit la valeur de $NBV \cdot kT/q$. En effet, le point où le courant de décharge est égal à $I_0+e \cdot IBV$, correspond à une tension V_z égale à $BV+NBV \cdot kT/q$.

II-2-3. Effet de la puissance sur les paramètres du modèle de la décharge

Tous les paramètres du modèle ont été déterminés dans un cas à faible puissance ($P=0,089 \text{ W.cm}^{-2}$, $f=1 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$) et durée d'allumage très courte ($t=1 \text{ s}$). Comme nous pouvons le voir sur la Figure 84, les relevés expérimentaux et les résultats de simulation sont en bon accord sur l'ensemble de la période et ce tant au niveau du courant circulant dans le gaz I_g , que de la tension V_g qui lui est appliquée. Nous pouvons donc en conclure que, d'un point de vue électrique, le comportement de la DTPA est correctement décrit dans un cas à faible puissance et pour une durée d'allumage courte. Néanmoins, comme le montre la Figure 85 le courant de décharge augmente de façon importante avec la durée d'allumage de la décharge ce qui n'est pas pris en compte dans le modèle. Ainsi la puissance dissipée est fonction de la durée d'allumage.

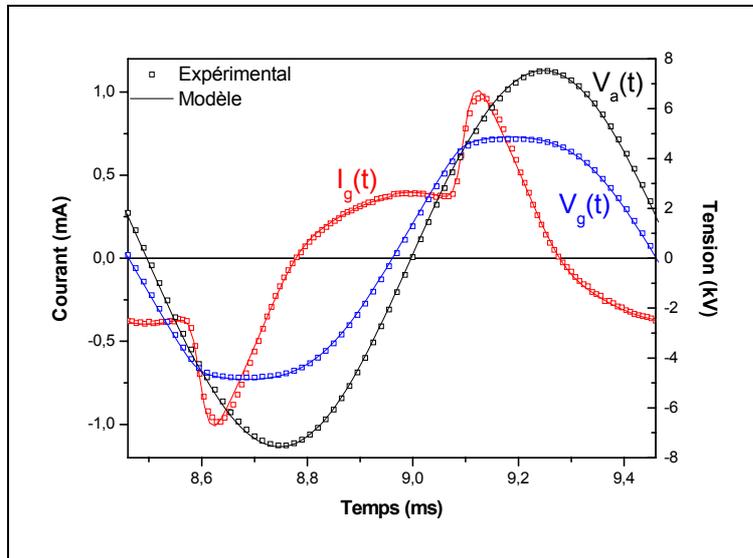


Figure 84 : Validation du modèle à faible puissance et durée d'allumage très courte ($f=1 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$, $t=1 \text{ s}$)

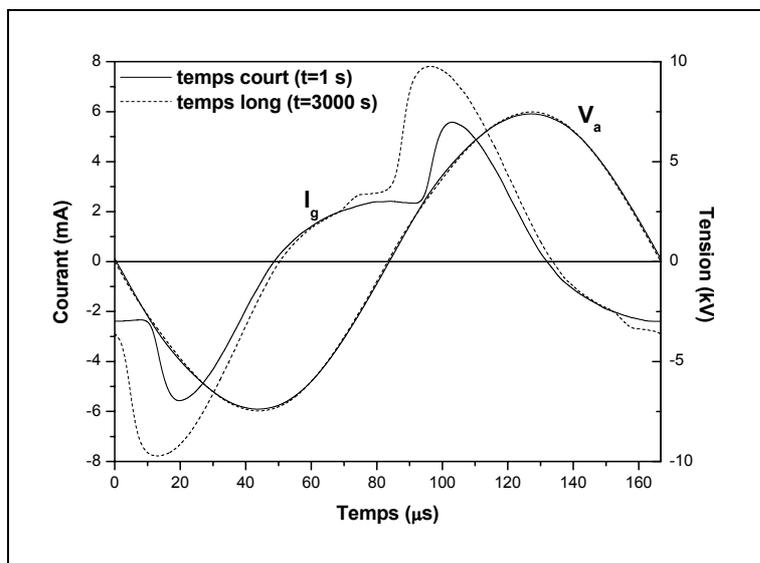


Figure 85 : Comparaison du courant circulant dans le gaz I_g et de la tension appliquée V_a entre un cas à temps court ($t=1 \text{ s}$) et un cas à temps long ($t=3000 \text{ s}$) ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $f=6 \text{ kHz}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

Expérimentalement, il est possible d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge en augmentant, la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée. Nous avons étudié trois cas. Le *cas n° 1* à très faible puissance que nous venons de décrire, le *cas n° 2* où la puissance a été quasiment augmentée d'un facteur dix par le biais d'une augmentation de la fréquence d'excitation ($f=8$ kHz et $P=0,87$ W.cm⁻²). En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 86, pour une durée d'allumage de 1 s, à amplitude de la tension d'alimentation constante, la puissance augmente linéairement avec la fréquence. Et enfin le *cas n° 3* qui correspond à l'état stationnaire du *cas n° 1*. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 87, pour une fréquence d'excitation de 1 kHz et une amplitude de la tension appliquée de 15 kV_{cc}, la puissance moyenne dissipée dans la décharge passe de 0,089 W.cm⁻² pour $t=1$ s (*cas n°1*) à 0,118 W.cm⁻² lorsque le régime stationnaire est atteint (*cas n°3*), soit une augmentation d'un facteur 1,3.

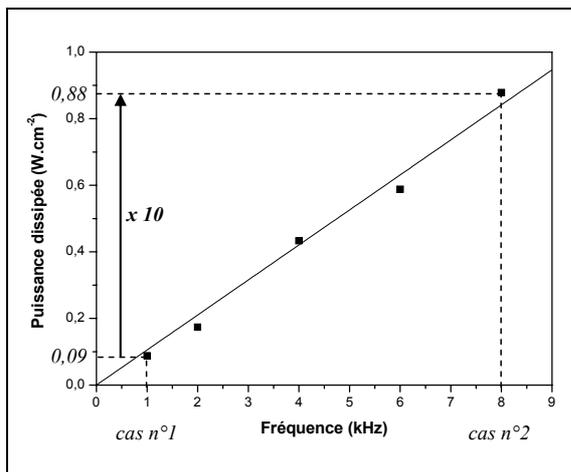


Figure 86 : Puissance dissipée dans la décharge, par unité de surface, en fonction de la fréquence d'excitation, à amplitude de la tension d'alimentation fixée ($V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹, $t=1$ s)

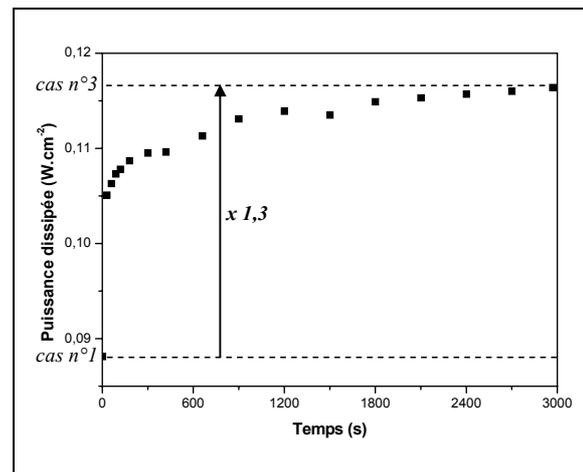


Figure 87 : Puissance dissipée dans la décharge, par unité de surface, en fonction de la durée d'allumage ($f=1$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

Les valeurs des différents paramètres calculés pour ces trois conditions sont reportées dans le Tableau 9. Il est intéressant de remarquer que BV décroît lorsque la puissance dissipée dans la décharge augmente. Or, nous avons vu précédemment que BV correspond à la tension d'amorçage de la décharge en considérant le gaz au repos. La pression étant maintenue constante, la variation de BV peut être expliquée par une diminution de la densité du gaz due à une augmentation de la température du gaz. Les valeurs de IBV et I₀ augmentent du même ordre de grandeur lorsque la puissance augmente alors que NBV.kT/q varie peu. Ainsi, la

création d'électrons à la cathode augmente sans que l'ionisation dans le gaz soit significativement modifiée.

Parallèlement à cela, on constate également une augmentation modérée de la capacité C_γ qui ne suffit cependant pas à compenser la très forte diminution de la valeur de la résistance R_γ , et donc par conséquent de la constante de temps τ_γ . Ce qui entraîne une diminution plus importante de la tension $V_\gamma(t)$ entre deux décharges, qui traduit une disparition plus rapide des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Ceci peut être dû à une diffusion plus rapide des métastables vers la surface liée à l'augmentation de la température du gaz ou bien à une augmentation des produits de gravure qui entraîne une perte plus importante des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Ces observations nous amènent à étudier de façon plus détaillée la température du gaz.

	cas n°1	cas n°2	cas n°3
P ($W.cm^{-2}$)	0,089	0,87 <i>x 9,7</i>	0,118 <i>x 1,3</i>
Temps d'allumage (s)	1	1	3000
BV (V)	3329	2862 <i>- 14 %</i>	3255 <i>- 2,3 %</i>
IBV (μA)	2,1	20 <i>x 4,6</i>	10 <i>x 2,3</i>
NBV.kT/q (V)	225	240 <i>+ 6 %</i>	250 <i>+ 11 %</i>
I_0 (μA)	10	50 <i>x 5</i>	26 <i>x 2,6</i>
R_γ ($k\Omega$)	449,7	120 <i>- 92,5 %</i>	449,7
C_γ (pF)	225	232 <i>+ 16 %</i>	225
τ_γ (μs)	101	27,8	101

Tableau 9 : Comparaison des valeurs des paramètres du modèle de la DTPA entre un cas à faible puissance et durée d'allumage courte, cas n°1, un cas à faible puissance et durée d'allumage longue, cas n°2, et un cas à forte puissance et durée d'allumage courte, cas n°3.

II-3. Prise en compte de la température

La diminution importante du paramètre BV observée lorsque la puissance augmente est un signe de l'élévation de la température du gaz. En effet, d'après la loi des gaz parfaits (Eq. 51), si la température du gaz augmente alors que la pression, p, et le volume, V, restent constants, alors la densité du gaz, n, diminue. Ce qui entraîne une augmentation du libre parcours moyen des électrons et donc une diminution de la tension de claquage. Cette décroissance est décrite par la courbe de Paschen qui est une relation entre la tension de claquage et le produit pression x distance à température donnée [93].

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad \text{Eq. 51}$$

avec : p : pression (Pa) ; V : volume (m^3) ; n : nombre de moles (mol) ; $R=8,314 (J.mol^{-1}.K^{-1})$;
 T : température (K).

Afin de valider ceci, nous avons tout d'abord cherché à estimer la température du gaz, puis nous avons étudié l'influence de l'augmentation de la température du gaz sur la décharge et par conséquent sur les paramètres du modèle.

II-3-1. Détermination de la température du gaz

Dans un premier temps, la température du gaz a été estimée à partir de mesures de la température aux parois du diélectrique, puis dans un deuxième temps, ces mesures ont été validées par détermination de la température rotationnelle du second système positif de l'azote qui est reliée à la température du gaz.

a) Mesure de la température aux parois des diélectriques

Pour une configuration donnée, la température du diélectrique dépend d'une part de la puissance dissipée dans la décharge, qui d'un point de vue thermique représente la « source chaude », et d'autre part de la vitesse du gaz, qui représente la principale « source froide » puisque celui-ci est à température ambiante lors de son entrée dans la zone de décharge. Comme nous l'avons vu au chapitre II, la température est mesurée au niveau de la métallisation de l'électrode de masse à l'aide d'une thermo-résistance.

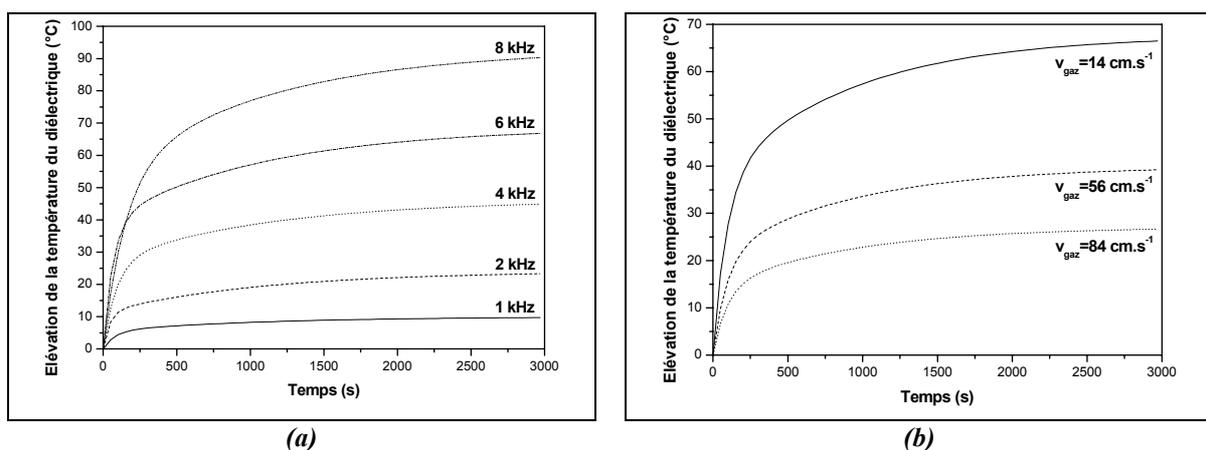


Figure 88 : Evolution de la température du diélectrique en fonction du temps
 (a) pour différentes fréquences d'excitation ($V_a=15 kV_{cc}$, $v_{gaz}=14 cm.s^{-1}$)
 (b) pour différentes vitesses du gaz ($f=6 kHz$, $V_a=15 kV_{cc}$)

La Figure 88 présente l'élévation de la température du diélectrique en fonction de la durée d'allumage de la décharge pour différentes fréquences d'excitation, afin d'étudier l'influence de la « source chaude », et différentes vitesses du gaz, afin d'étudier l'influence de la « source froide ». La température initiale du diélectrique est la température ambiante (25°C). Il est intéressant de remarquer que quelles que soient les conditions expérimentales, la température du diélectrique croît toujours exponentiellement suivant l'équation 52. Comme le montre la Figure 89, cette équation est définie par deux constantes de temps très différentes. En effet, alors que la première constante de temps, τ_1 , est environ égale à 92 s, la deuxième constante de temps, τ_2 , est quant à elle égale à 901 s (≈ 15 min). Il y a donc clairement deux phénomènes différents qui entrent en jeu.

$$\Delta T = \Delta T_{final} - k_1 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - k_2 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad \text{Eq. 52}$$

avec : ΔT_{final} : différence entre la température des diélectriques avant allumage et la température maximale qu'ils peuvent atteindre ; k_1 et k_2 : constantes qui dépendent des conditions expérimentales ; $\tau_1=92$ s ; $\tau_2=901$ s

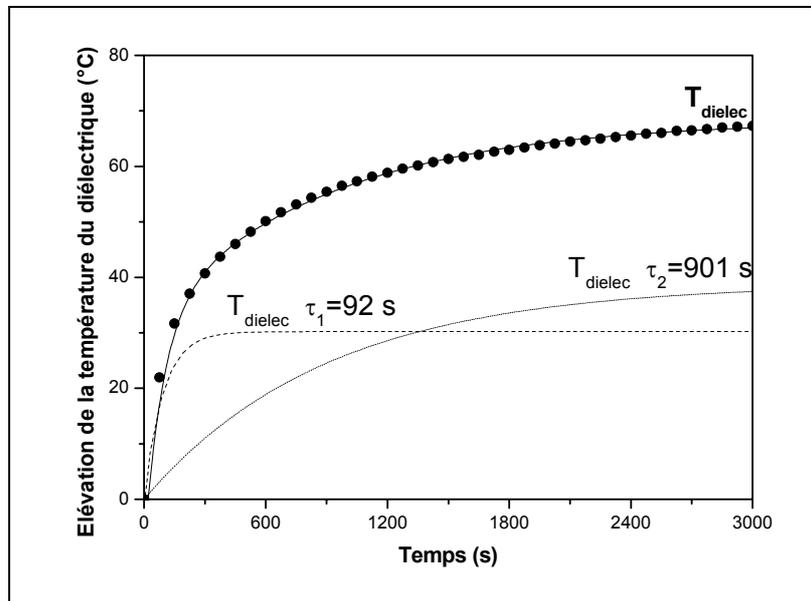


Figure 89 : Séparation des deux mécanismes influençant l'élévation de température du diélectrique ($f=6$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

Afin de comprendre l'origine des phénomènes qui conduisent aux deux constantes de temps, nous avons utilisé le modèle thermique représenté Figure 90. Dans ce modèle, nous considérons uniquement le phénomène de conduction du gaz vers les diélectriques et chaque milieu est modélisé au moyen de sa capacité et de sa résistance thermique (Eq. 53 et 54). La source $P(t)$ représente la puissance dissipée dans la décharge (« source chaude »). Le gaz est modélisé par R_{thgaz} et C_{thgaz} qui représentent respectivement la résistance et la capacité thermique du gaz dans l'espace inter-électrodes ($d_{gap}=1$ mm) en supposant que le volume considéré est limité au volume de la décharge. Et enfin, R_{thds1} et C_{thds1} correspondent à la résistance et la capacité thermique de la plaque d'alumine qui recouvre l'électrode reliée à la masse ($m=19,2$ g, $d_{dielec1}=635$ μ m) alors que R_{thds2} et C_{thds2} correspondent à la résistance et la capacité thermique des barreaux diélectriques de l'électrode haute-tension ($m=44$ g, $d_{dielec2}=2,5$ mm). Toutes les valeurs sont reportées dans le Tableau 10.

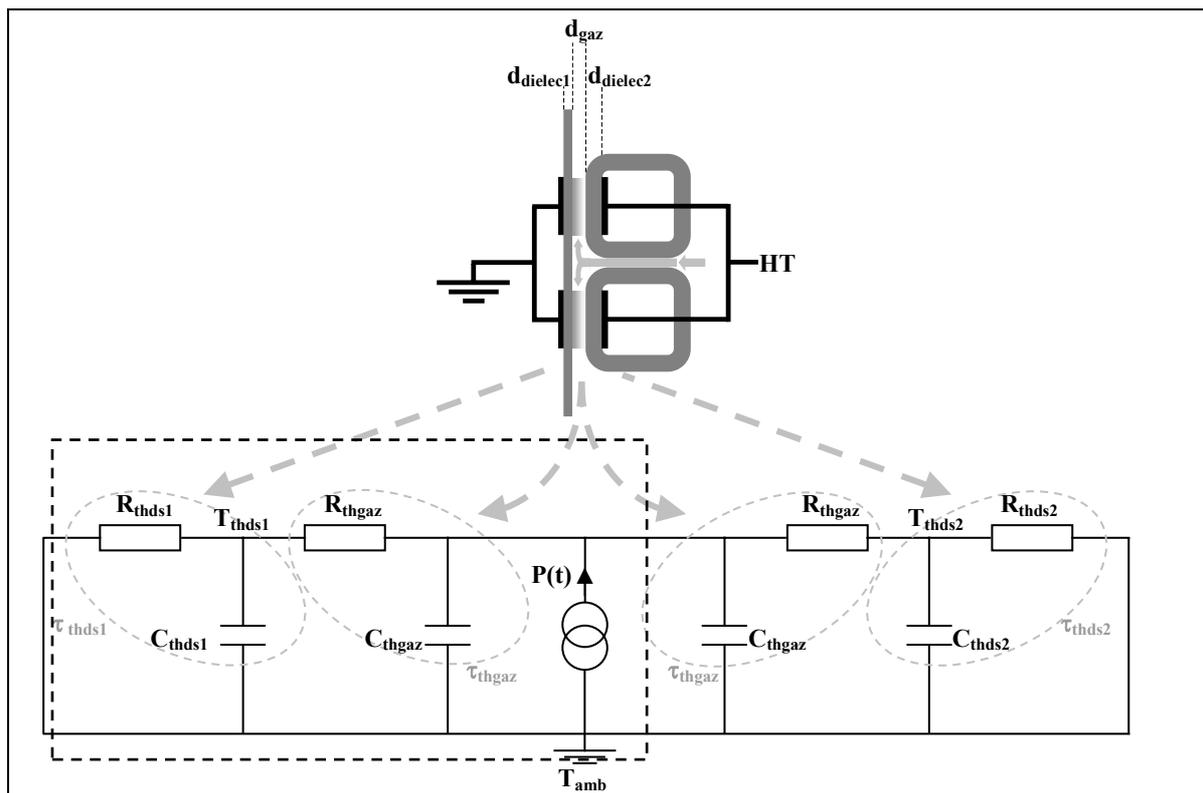


Figure 90 : Modèle thermique du gaz et du diélectrique recouvrant l'électrode supérieure

$$C_{th} = m \cdot c \quad (\text{J} \cdot \text{K}^{-1}) \quad \text{Eq. 53}$$

$$R_{th} = 1/G \cdot d \quad (\text{K} \cdot \text{W}^{-1}) \quad \text{Eq. 54}$$

avec : m : masse (Kg) ; c : chaleur spécifique ($\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) ; G : conductance thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) ; d : distance (m).

	Espace inter-électrodes (Azote)	Diélectrique Masse (Al ₂ O ₃ à 96%)	Diélectrique HT (Al ₂ O ₃ à 99,8%)
Chaleur spécifique ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	1042	880	880
Conductance thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	0,02598 <i>(pour T=300 K)</i>	24,7	30
Résistance thermique ($\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$)	$R_{thgaz}=38491$	$R_{thds1}=63,7$	$R_{thds2}=13,3$
Capacité thermique ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$)	$C_{thgaz}=1563 \cdot 10^{-6}$ <i>(pour T=273 K)</i>	$C_{thds1}=16,9$	$C_{thds2}=38,6$
Constante de temps thermique (s)	$\tau_{thgaz}=60$	$\tau_{thds1}=1077$	$\tau_{thds2}=515$

Tableau 10 : Valeurs des caractéristiques thermiques des différents composants du modèle thermique équivalent

Les mesures de température du diélectrique ont été réalisées sur l'électrode reliée à la masse. Par conséquent, nous nous intéressons plus particulièrement à cette partie du modèle. A partir des valeurs de la résistance et de la capacité thermique du gaz, nous déterminons la constante de temps thermique associée $\tau_{thgaz} = R_{thgaz} \cdot C_{thgaz} = 60$ s qui est du même ordre de grandeur que τ_1 (92 s). L'écart entre les deux valeurs peut s'expliquer par le fait que lors du calcul théorique de la constante de temps du gaz, nous avons considéré un volume de gaz égal au volume de la décharge. Or, comme la vitesse du gaz n'est pas nulle dans la zone de décharge, il faudrait considérer un volume de gaz plus important, ce qui conduit à une augmentation de la capacité thermique et par conséquent de la constante de temps thermique. La constante de temps thermique du diélectrique, sur lequel la mesure de température a été effectuée, a également été estimée : $\tau_{thds1} = 1077$ s. Cette valeur est très proche de la constante de temps τ_2 déterminée expérimentalement (901 s). Par conséquent, on peut en conclure que le phénomène le plus rapide est lié à l'échauffement du gaz alors que le phénomène le plus lent est dû à l'échauffement du diélectrique.

La Figure 91 représente l'augmentation de la température du diélectrique, ΔT_{final} , en fonction de la puissance dissipée dans la décharge, pour différentes vitesses du gaz lorsque le régime établi est atteint. On constate qu'il existe une relation linéaire entre l'élévation de la température du diélectrique et la puissance dissipée dans la décharge lorsque le régime établi est atteint. Cette relation peut être décrite au moyen de l'équation 55. Connaissant la vitesse du gaz v_{gaz} , et la puissance moyenne P dissipée dans la décharge, il est ainsi possible de déterminer l'élévation maximale de température des diélectriques lorsque l'équilibre thermique est atteint.

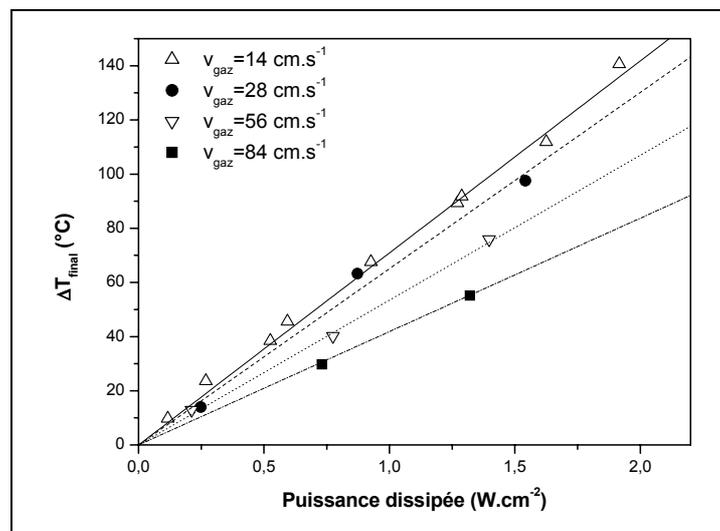


Figure 91 : Augmentation maximale de la température du diélectrique, ΔT_{final} en fonction de la puissance dissipée dans la décharge lorsque le régime établi est atteint

$$\Delta T = P \cdot (-41,5 \cdot v_{\text{gaz}} + 76,7) \quad \text{Eq. 55}$$

avec : ΔT : élévation de la température (°C) ; P : puissance moyenne dissipée dans la décharge (W.cm⁻²) ; v_{gaz} : vitesse du gaz dans la décharge (m.s⁻¹).

En régime établi, l'ensemble de la cellule de décharge se trouve à l'équilibre thermique donc la température du gaz est environ égale à celle des diélectriques, ce qui permet d'appliquer l'équation 55 à la détermination de la température du gaz. Mais qu'en est-il en régime transitoire ?

Pour répondre à cette question, il est intéressant de comparer l'évolution de la tension d'amorçage V_{go} , avec la puissance moyenne dissipée dans la décharge à l'instant considéré. En effet, selon la courbe de Paschen et la loi des gaz parfaits, une augmentation de la

température induit une diminution de la tension de claquage. Comme le montre la Figure 92, la tension d'amorçage ainsi que la puissance dissipée dans la décharge évoluent exponentiellement suivant le même type de loi que celle déterminée précédemment pour la température du diélectrique (Eq. 52). Les constantes de temps caractéristiques sont également identiques ($\tau_1=92$ s et $\tau_2=901$ s) à celles déterminées à partir de l'évolution de la température du diélectrique recouvrant l'électrode reliée à la masse. Comme nous l'avons vu précédemment, une augmentation de la température du gaz entraîne une diminution de la densité de matière et donc de la tension de claquage.

Par conséquent, le fait que la tension d'amorçage de la décharge évolue suivant une loi similaire à celle de la puissance et que les constantes de temps caractéristiques soient les mêmes, montre clairement que la température du gaz est directement liée à la puissance dissipée dans la décharge. L'équation 55 peut donc être utilisée à tout instant pour le calcul de la température du gaz. Nous verrons par la suite, que ceci est également validé en comparant la chute de la tension d'amorçage liée à l'augmentation de température calculée à partir de la courbe de Paschen à celle déterminée expérimentalement à l'aide du modèle électrique.

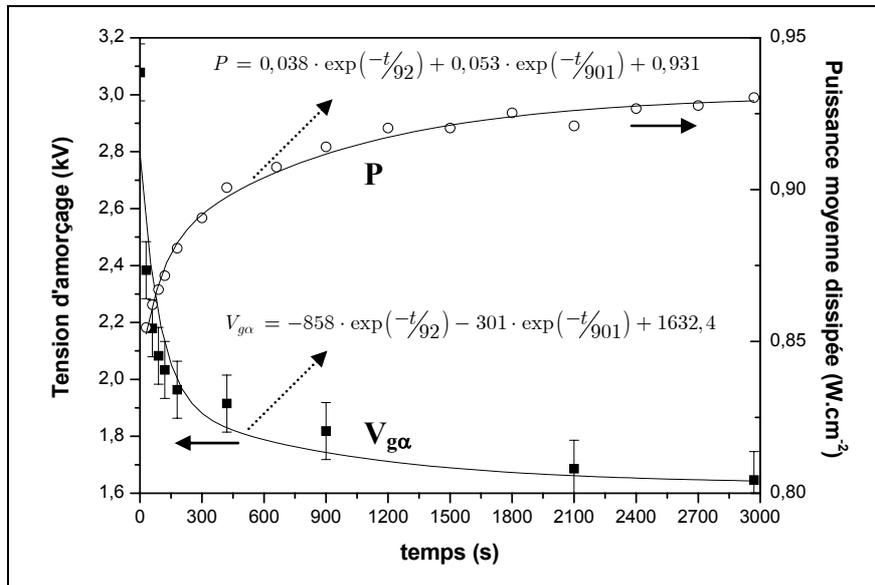


Figure 92 : Evolution de la tension d'amorçage, $V_{g\alpha}$ et de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction du temps ($f=6$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

b) Détermination de la température rotationnelle du second système positif de l'azote

Afin de valider l'estimation de la température du gaz par le biais de la méthode présentée précédemment, nous avons évalué la température rotationnelle du second système positif de l'azote ($C_3\Pi_u \rightarrow B_3\Pi_g$) à partir de la bande vibrationnelle (0,2). La température rotationnelle est déterminée en faisant coïncider le spectre expérimental avec le spectre synthétique calculé comme cela a été explicité au Chapitre II.

La Figure 93 présente une comparaison entre des spectres expérimentaux et des spectres synthétiques pour différentes puissances dissipées dans la décharge. Quelle que soit la puissance dissipée dans la décharge, les spectres synthétiques sont en bon accord avec les résultats de simulation. Alors que la température vibrationnelle reste voisine de 1820 K, ce qui est cohérent avec les valeurs trouvées dans la littérature dans le cas d'une DTPA [94], la température rotationnelle et donc la température du gaz augmente de façon non négligeable avec la puissance. En effet, pour une puissance dissipée dans la décharge de $1,65 \text{ W.cm}^{-2}$ la température est de 411 K ce qui représente une augmentation de la température de 113 °C. Le spectre émis par la décharge est mesuré pour des longueurs d'onde allant de 375 à 381 nm. Le temps nécessaire à balayer cette gamme est d'environ 4 minutes. Il n'est donc pas envisageable de déterminer la température instantanée du gaz. C'est pour cela que toutes les mesures ont été réalisées en se plaçant en régime établi.

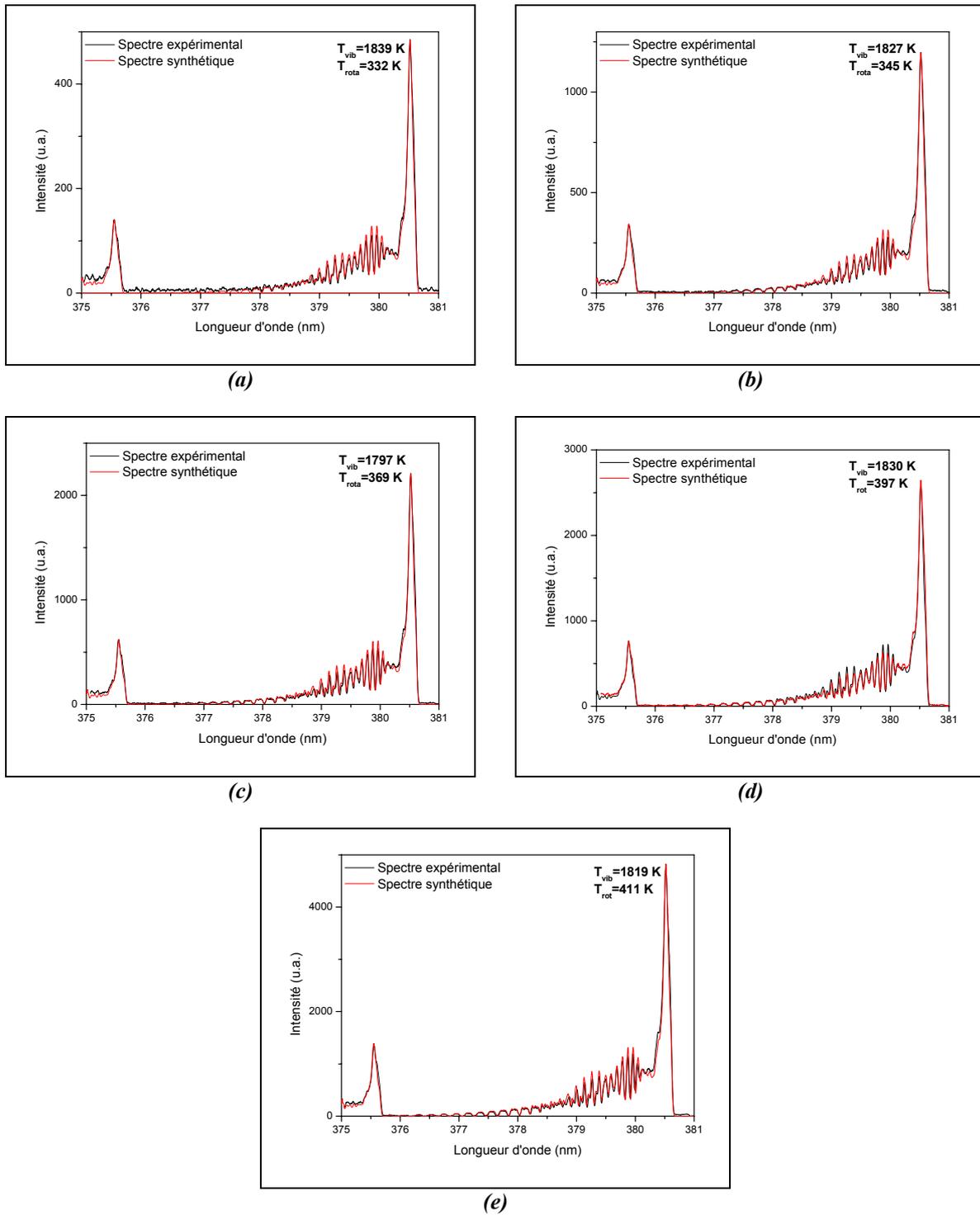


Figure 93 : Comparaison entre les spectres expérimentaux et les spectres synthétiques de 375 à 381 nm pour différentes puissances dissipées dans la DTPA :

- (a) $P=0,27 \text{ W.cm}^{-2}$ ($f=2 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$), (b) $P=0,6 \text{ W.cm}^{-2}$ ($f=4 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$),
(c) $P=0,95 \text{ W.cm}^{-2}$ ($f=6 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$), (d) $P=1,27 \text{ W.cm}^{-2}$ ($f=8 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$),
(e) $P=1,65 \text{ W.cm}^{-2}$ ($f=10 \text{ kHz}$ et $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$)

La Figure 94 présente la comparaison entre l'élévation de température rotationnelle et la température mesurée sur les diélectriques. Compte tenu des incertitudes présentes sur la détermination des températures, l'accord entre les deux techniques est correct.

On peut donc conclure :

- qu'en régime établi, la température du gaz est environ égale à la température des diélectriques,
- que c'est le gaz qui chauffe la surface des diélectriques,
- que la constante de temps de mise à l'équilibre thermique du gaz est de 1 min 30 s et celle des diélectriques est de 15 min,
- que la température instantanée est définie par l'équation 55 à partir de la puissance moyenne à l'instant considéré et de la vitesse du gaz.

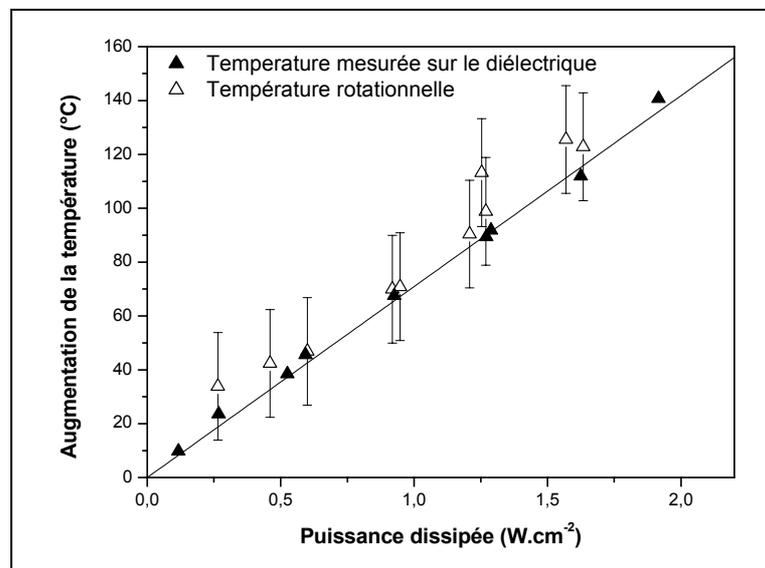


Figure 94 : Comparaison en régime établi entre l'augmentation de la température du diélectrique et de la température rotationnelle du gaz ($v_{gaz} = 14 \text{ cm.s}^{-1}$)

II-3-2. Influence de la température sur les paramètres du modèle de la DTPA

Ainsi nous pouvons dire que lorsque la puissance augmente, l'élévation de la température du gaz engendre des variations importantes des paramètres du modèle de la DTPA. C'est le cas en particulier pour BV qui, rappelons le, représente la tension d'amorçage de la décharge si le gaz était au repos donc sans tenir compte de l'émission continue d'électrons à la cathode. L'effet mémoire de la décharge précédente est décrit par R_γ - C_γ . La température et donc la puissance changent la densité du gaz et par conséquent la tension de claquage ainsi que l'amplification dans le gaz que définissent les valeurs des caractéristiques des diodes Zeners : BV, IBV, NBV.kT/q. Les paramètres R_γ et C_γ qui modélisent la variation de l'émission

secondaire varie également assez fortement avec la température du gaz et donc la puissance dissipée. Afin de définir les lois d'évolution de ces paramètres, nous avons déterminé leurs valeurs sur une large plage de puissance moyenne dissipée dans la décharge dans un cas où le régime établi n'est pas atteint ($t=1$ s) puis en régime établi ($t\approx 3000$ s). La détermination des paramètres a été réalisée selon le mode opératoire décrit au paragraphe II-2.

Nous présenterons successivement l'évolution de ces différents paramètres en fonction de la puissance dissipée dans la décharge. Nous déterminerons également la loi d'évolution de chacun d'entre eux.

a) Evolution de BV et IBV

La Figure 95 présente l'évolution de la tension BV et du courant IBV en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court ($t=1$ s) et en régime établi ($t=3000$ s). Rappelons que BV est différent de la tension d'amorçage de la décharge, $V_{g\alpha}$, en ce sens que la variation de $V_{g\alpha}$ due à l'émission plus ou moins forte d'électrons secondaires à la cathode est décrite par R_γ et C_γ et non par les diodes Zener. Ainsi la variation de $V_{g\alpha}$ avec les conditions expérimentales est la somme de la variation de BV et de $V_{\gamma\alpha}$.

Nous remarquons que les points obtenus dans les deux cas s'alignent sur la même droite. La tension BV décroît linéairement avec la puissance dissipée dans la décharge suivant l'équation 56. Quant à lui, le paramètre IBV augmente linéairement avec la puissance (Eq. 57). Cette variation est liée à l'augmentation linéaire du maximum du courant de décharge avec la puissance.

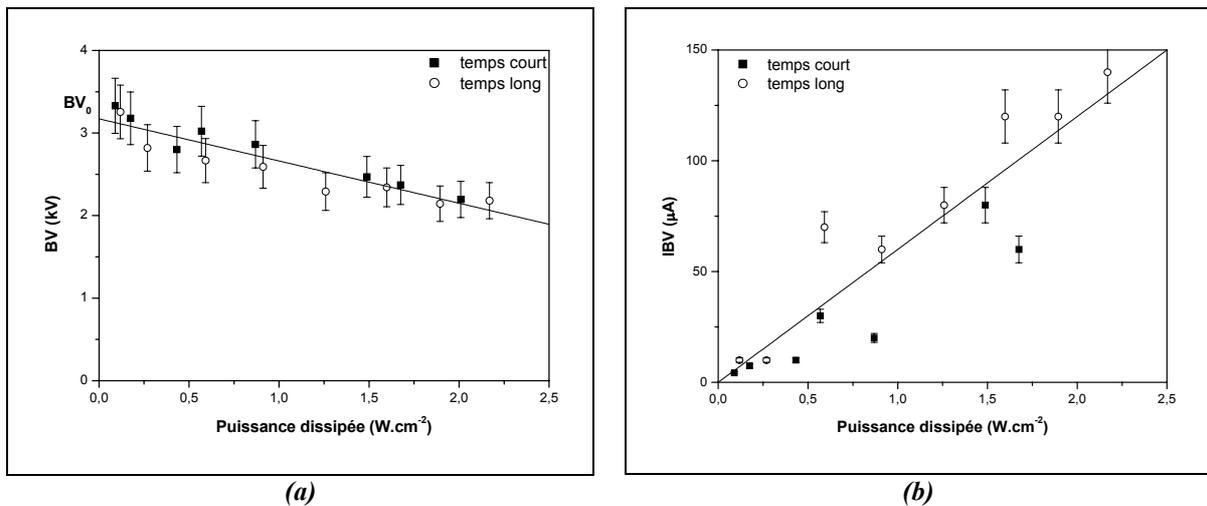


Figure 95 : Evolution de BV et de IBV en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz}= 14$ cm.s⁻¹)

$$BV = BV_0 - V_{therm} = 3172 - 511,4 \cdot P \quad \text{Eq. 56}$$

$$IBV = 60 \cdot 10^{-6} \cdot P \quad \text{Eq. 57}$$

avec : P : puissance moyenne dissipée dans la décharge à l'instant considéré ($W.cm^{-2}$).

Afin de valider l'hypothèse selon laquelle la variation de BV est due à l'échauffement du gaz, il est intéressant de comparer la décroissance du paramètre BV en fonction de la température à la décroissance déduite de la courbe de Paschen. Pour cela, le point de départ est la courbe de Paschen dans l'azote [93] à température ambiante qui donne la variation théorique de $V_{g\alpha}$ en fonction du produit pression distance p.d. D'après la loi des gaz parfaits, à volume constant, il est possible de convertir la variation de température à pression atmosphérique en variation de pression à température ambiante (Eq. 58) et ainsi de déduire de la courbe de Paschen la variation de la tension de claquage, $V_{g\alpha}$, associée à une variation de température. La Figure 96 permet de comparer cette variation en fonction de la pression et de la température du gaz à la décroissance du paramètre BV. Comme nous pouvons le voir, la variation de BV est en bonne adéquation avec la courbe théorique, déduite de la courbe de Paschen. Néanmoins, nous observons une légère disparité entre les points expérimentaux à temps court qui correspondent quasi parfaitement à la courbe théorique, et ceux à temps long qui sont pour la plupart situés au-dessus de la courbe théorique. Par conséquent, il se pourrait que la température du gaz soit légèrement sous estimée, il faut donc considérer une incertitude d'environ une dizaine de °C sur le calcul de la température du gaz.

$$\frac{p}{T_{amb}} = \frac{p_{atm}}{T} = \frac{n \cdot R}{V} \Rightarrow T = T_{amb} \cdot \frac{p_{atm}}{p} \quad \text{Eq. 58}$$

avec : p : pression (mbar) ; p_{atm} : pression atmosphérique (mbar) ; T : température (K) ; T_{amb} : température ambiante (K) ; n : nombre de moles (mol) ; $R=8,314$ ($J.mol^{-1}.K^{-1}$) ; V : volume (m^3).

Connaissant la réduction de la tension de claquage du gaz due à l'effet thermique, nous pouvons évaluer son importance par rapport à la diminution de la tension de claquage due à la variation de l'émission secondaire avec les conditions d'excitation et en particulier la fréquence qui conditionne le temps entre deux décharges et donc par conséquent la quantité de métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ créés pendant une décharge et encore présents lors de l'amorçage suivant. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 97, dans les conditions expérimentales considérées, le phénomène thermique est très largement dominant. Ceci est du à la forte puissance dissipée dans la décharge et à la faible vitesse du gaz qui entraînent par conséquent

une élévation de température importante. En effet, nous pouvons constater qu'à faible puissance, la diminution de la tension d'amorçage est quasi uniquement due à la variation de l'émission secondaire. Lorsque la puissance augmente, la chute due à la variation de l'émission secondaire se stabilise entre 100 et 120 V, ce qui est peu comparé aux plusieurs centaines de Volt pour l'effet thermique.

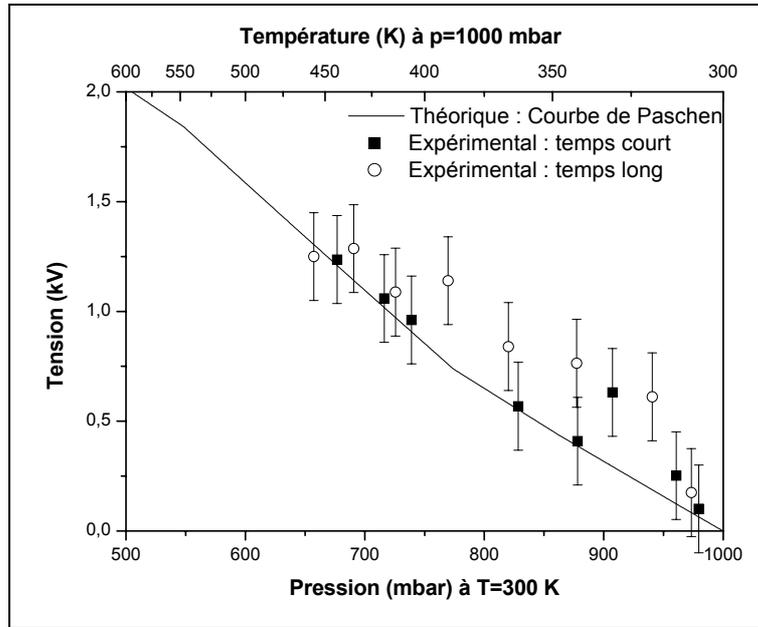


Figure 96 : Diminutions expérimentales et théoriques (courbe de Paschen) liées à l'effet thermique de la tension de claquage en fonction de la pression, à température constante, et en fonction de la température, à pression constante, à courte durée d'allumage de la décharge, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz} = 14$ cm.s⁻¹)

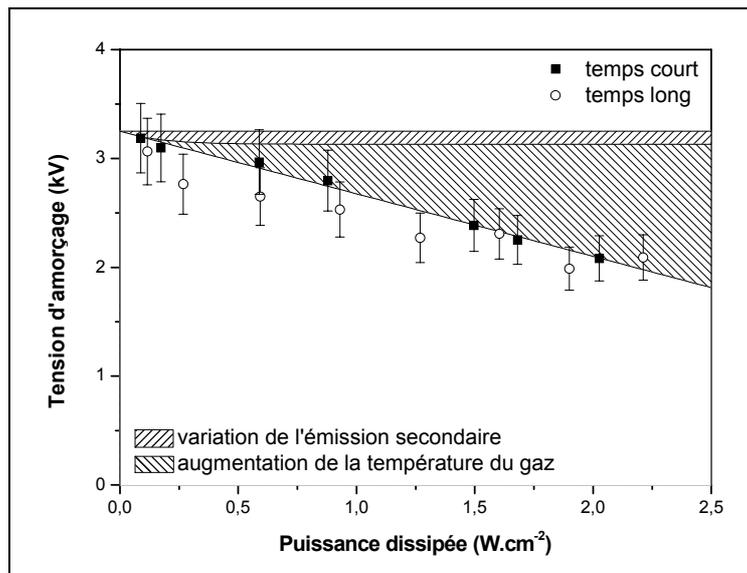


Figure 97 : Variation de la tension d'amorçage $V_{g\alpha}$ en fonction de la puissance : contribution de l'effet mémoire et de l'effet thermique ($v_{gaz} = 14$ cm.s⁻¹)

b) Evolution de $NBV.kT/q$

Comme nous l'avons vu précédemment, $NBV.kT/q$ représente la variation de tension nécessaire pour multiplier le courant de décharge, I_d , par un facteur e . La Figure 98 présente son évolution en fonction de la puissance dissipée dans la décharge, pour une durée d'allumage très courte ($t=1$ s) ainsi qu'en régime établi ($t=3000$ s). Il est intéressant de remarquer que la durée d'allumage n'a un effet sur $NBV.kT/q$ qu'à travers l'échauffement du gaz par contre, $NBV.kT/q$ augmente linéairement avec la puissance dissipée dans la décharge suivant l'équation 59. Plus la puissance augmente, moins l'ionisation du gaz varie avec la tension. Ainsi, à tension et fréquence donnée, plus la puissance augmente, plus la durée de la phase d'amorçage est longue. Nous reviendrons sur l'influence de ce paramètre sur le comportement de la décharge dans le chapitre suivant.

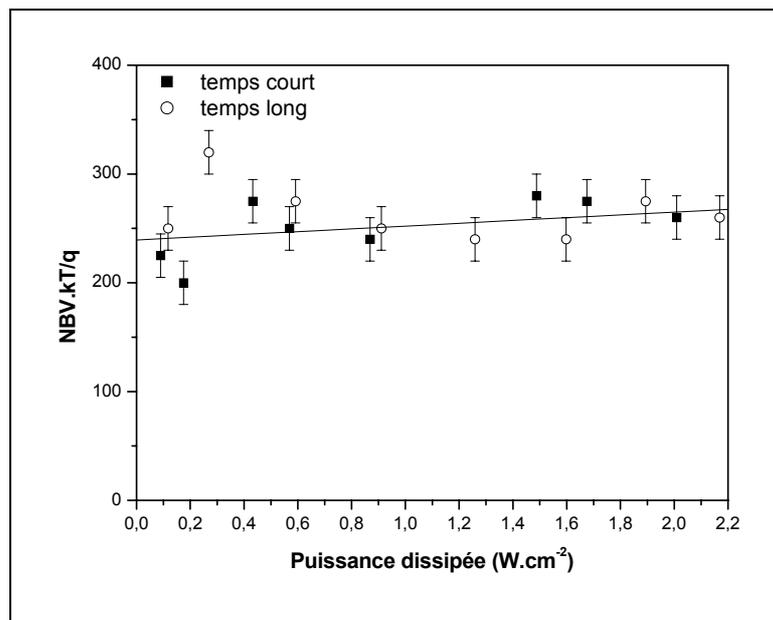


Figure 98 : Evolution de $NBV.kT/q$ en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz}=14$ $cm.s^{-1}$)

$$NBV \cdot \frac{k \cdot T}{q} = 239,3 + 12,8 \cdot P \quad \text{Eq. 59}$$

avec : P : puissance moyenne dissipée dans la décharge à l'instant considéré ($W.cm^{-2}$).

c) Evolution de I_0

Le courant I_0 permet de modéliser la source continue d'électrons germes due au bombardement de la cathode par les métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Il représente l'effet mémoire d'une décharge à la suivante. La Figure 99 présente l'évolution de I_0 en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court et à temps long. Contrairement aux autres paramètres des diodes Zener, une certaine disparité est observée entre les mesures à temps court et les mesures en régime établi lorsque la puissance dissipée dans la décharge est relativement faible (inférieure à 1 W.cm^{-2}). Cependant, l'évolution de I_0 peut être définie par l'équation 60 : I_0 dépend uniquement de la puissance dissipée dans la décharge.

Ceci est totalement en accord avec les résultats obtenus à l'aide du modèle fluide développé par l'équipe de P. Ségur au CPAT. En effet, C. Khamphan montre que plus la puissance dissipée dans la décharge augmente, plus la densité de métastables entre deux décharges est élevée et donc par conséquent, plus la densité d'électrons germes est importante [58].

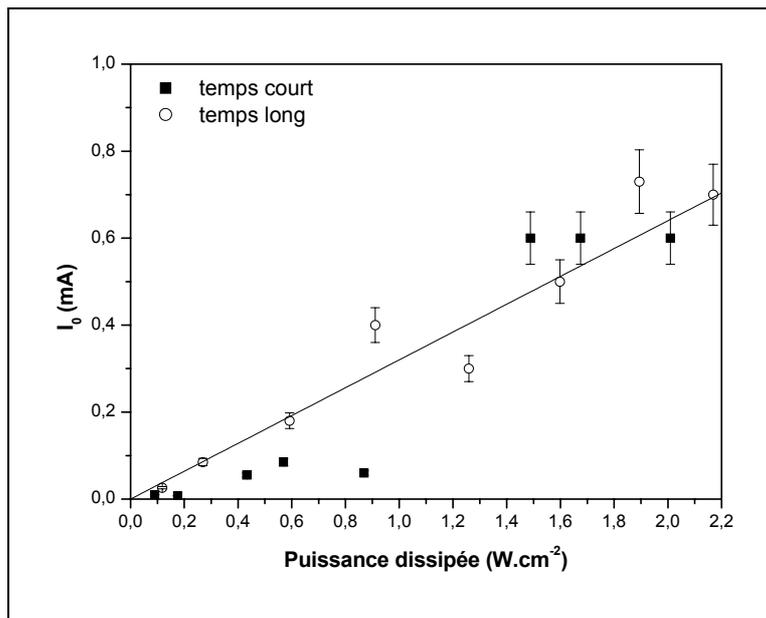


Figure 99 : Evolution de I_0 en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1 \text{ s}$, et en régime établi, $t=3000 \text{ s}$, ($v_{\text{gaz}}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

$$I_0 = 320 \cdot 10^{-6} \cdot P \quad \text{Eq. 60}$$

avec : P : puissance moyenne dissipée dans la décharge à l'instant considéré (W.cm^{-2}).

d) Evolution de R_γ et C_γ

La Figure 100 présente l'évolution de R_γ et C_γ en fonction de la puissance dissipée dans la décharge, pour une durée d'allumage très courte ($t=1$ s) ainsi qu'en régime établi ($t=3000$ s). Indépendamment de la durée d'allumage de la décharge, la valeur de la capacité C_γ augmente linéairement en fonction de la puissance (Eq. 61) alors que la valeur de la résistance R_γ décroît exponentiellement (Eq. 62).

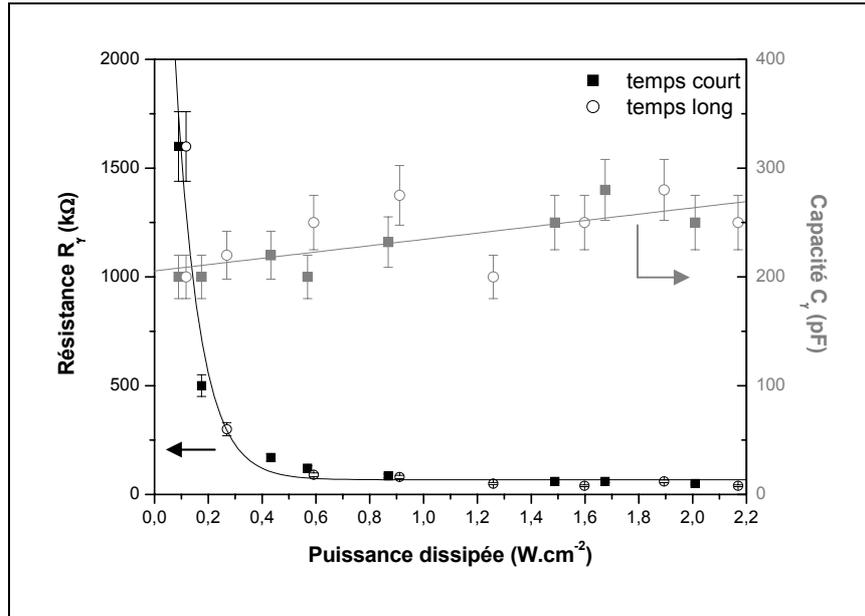


Figure 100 : Evolution de R_γ et de C_γ en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

$$C_\gamma = 214,5 \cdot 10^{-12} + 23,3 \cdot 10^{-12} \cdot P \quad \text{Eq. 61}$$

$$R_\gamma = 47,6 \cdot 10^3 + 591,5 \cdot 10^3 \cdot \exp\left(\frac{-P}{0,0288}\right) \quad \text{Eq. 62}$$

avec : P : puissance moyenne dissipée dans la décharge à l'instant considéré ($W.cm^{-2}$).

Durant l'amorçage de la décharge, les résultats de simulation du modèle électrique montrent que le courant passe majoritairement dans la capacité C_γ . Par conséquent, la tension à ses bornes V_γ , est principalement définie par la valeur de cette capacité. Or, nous avons vu précédemment, que la tension V_γ permet de modéliser la variation de la tension appliquée sur le gaz, V_g , nécessaire pour maintenir le courant à la valeur fixée par le circuit alors que l'émission secondaire varie durant la décharge, ce qui d'un point de vue électrique se traduit par une hystérésis sur la caractéristique courant de décharge - tension gaz. Comme le

montrent les relevés expérimentaux de la Figure 101, la largeur de cette hystérésis est quasiment constante quels que soient la puissance ou la durée d'allumage de la décharge.

Ce comportement ne peut être décrit en utilisant une valeur constante de C_γ . En effet, à C_γ et R_γ données, plus la puissance augmente, plus le courant augmente et par conséquent plus la valeur de V_γ au moment du claquage ainsi que l'amplitude du courant de décharge augmentent. Ce qui se traduit par une augmentation de la largeur de l'hystérésis. Comme il n'est pas possible d'agir sur la valeur de V_γ au moment de l'amorçage puisqu'elle conditionne la tension de claquage, il faut diminuer la valeur maximale de V_γ , ce qui justifie une augmentation de la valeur de C_γ lorsque la puissance augmente.

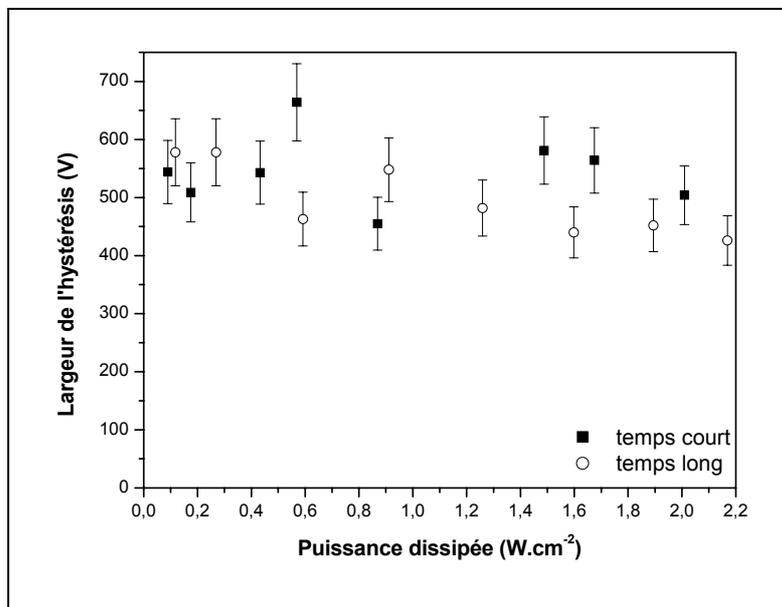


Figure 101 : Evolution de la largeur de l'hystérésis du courant de décharge expérimental en fonction de la tension gaz en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

La résistance R_γ intervient, quant à elle, principalement lorsque la décharge est éteinte donc durant la phase de décharge du condensateur C_γ . Sa forte décroissance, en fonction de la puissance dissipée dans la décharge, engendre une décharge plus rapide de la capacité C_γ . D'un point de vue physique, cela traduit une disparition plus rapide des métastables $N_2(A^3\Sigma_u^+)$; la Figure 102 présente l'évolution de la constante de temps τ_γ du circuit R_γ - C_γ . Cette disparition peut avoir plusieurs origines. Du fait de la diminution de la densité du gaz, elle peut être due à une diffusion plus rapide des métastables vers la cathode; il est également fort probable que l'augmentation de la puissance dissipée dans la décharge entraîne une

augmentation de la quantité de produits de gravure dans le gaz, or, des études précédentes ont montré que la principale cause de perte des espèces métastables dans le gaz provient du transfert d'énergie du niveau métastable sur une impureté [21].

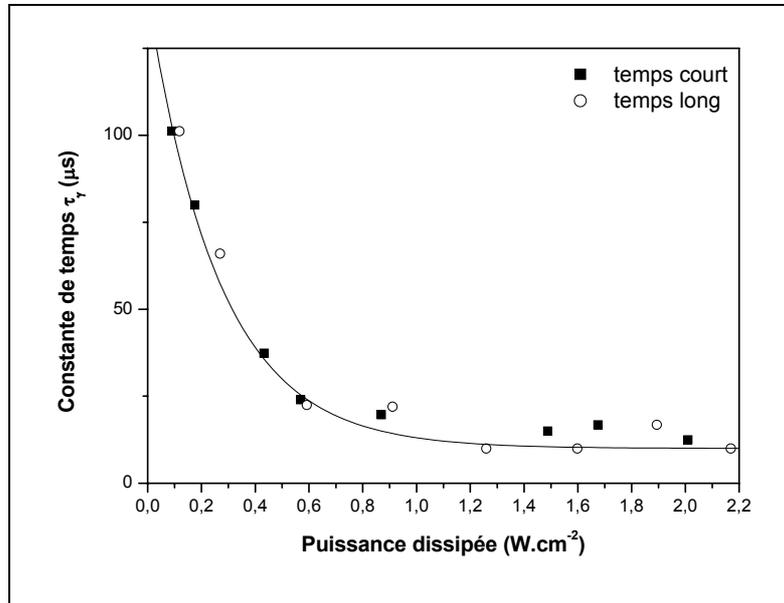


Figure 102 : Evolution de τ_γ en fonction de la puissance dissipée dans la décharge à temps court, $t=1$ s, et en régime établi, $t=3000$ s, ($v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

II-4. Validation du modèle

Le modèle de la DTPA est couplé au modèle de l'alimentation déterminé au chapitre précédent et les paramètres variables du modèle de la décharge sont ajustés automatiquement suivant les lois définies précédemment. La Figure 103 présente le modèle complet de la DTPA et de son alimentation ainsi que le circuit de calcul des éléments variables (BV, IBV, NBV.kT/q, I₀, R_γ et C_γ). Les valeurs des différents paramètres du modèle sont rappelées dans le Tableau 8.

Alimentation		Cellule de décharge	
Gain amplificateur	40	C_s	3 pF
R_a	4 Ω	C_p	3 pF
C_1	646 pF	R_p	20 à 100 M Ω
C_2	0,78 μ F	C_{ds}	37,26 pF
R_t	58,9 m Ω	C_g	10,62 pF
L_t	26,5 μ H		
R_f	63 Ω		
L_μ	10 mH		
m	155		

Tableau 11 : Rappel des valeurs des paramètres des modèles de l'alimentation et de la cellule de décharge

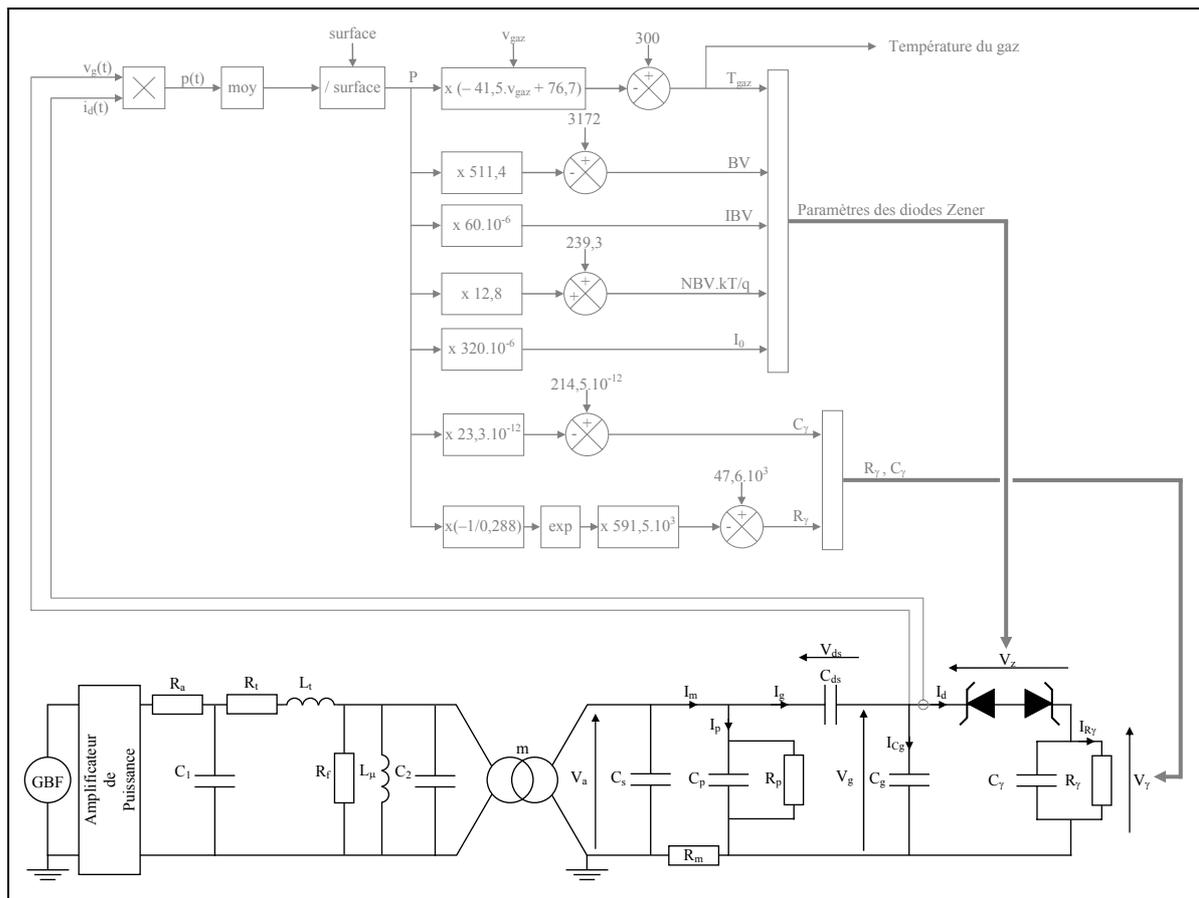


Figure 103 : Modèle complet de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son alimentation

Afin de valider le modèle de la DTPA, nous avons comparé les résultats de simulation réalisés sous Orcad PSpice avec les relevés expérimentaux pour différentes conditions d'excitation. Dans un premier temps, nous avons fait varier la fréquence d'excitation de 1 kHz à 14 kHz en maintenant l'amplitude de la tension d'alimentation constante égale à 15 kV_{cc}. Puis dans un deuxième temps, nous nous sommes placés à fréquence d'excitation constante (f=6 kHz) et nous avons fait varier l'amplitude de la tension d'alimentation de 13 kV_{cc} à 19 kV_{cc}. Et enfin, nous nous sommes placés en excitation de type triangulaire.

II-4-1. Variation de la fréquence d'excitation

Les Figures 104 à 109 présentent les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$ et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$, pour des fréquences allant de 1 à 14 kHz à amplitude de la tension d'alimentation constante ($V_a=15$ kV_{cc}). A chaque fois, les résultats ont été comparés pour différents temps : 1 et 3000 s jusqu'à 6 kHz puis 30 s et 1800 s pour 10 kHz et enfin 30 s et 420 s pour 14 kHz. En effet, au delà de 10 kHz, une instabilité de la décharge est observée durant les premiers instants et une surchauffe de l'amplificateur peut survenir si la durée d'allumage est trop long. Comme nous pouvons le voir, quelles que soient la fréquence d'excitation et la durée d'allumage de la décharge, les résultats de modélisation sont en très bonne adéquation avec les mesures expérimentales.

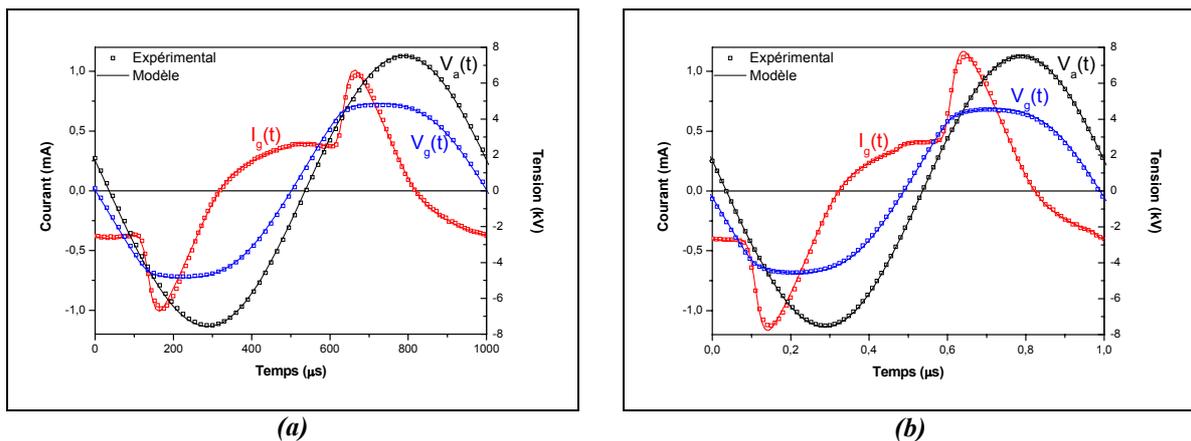
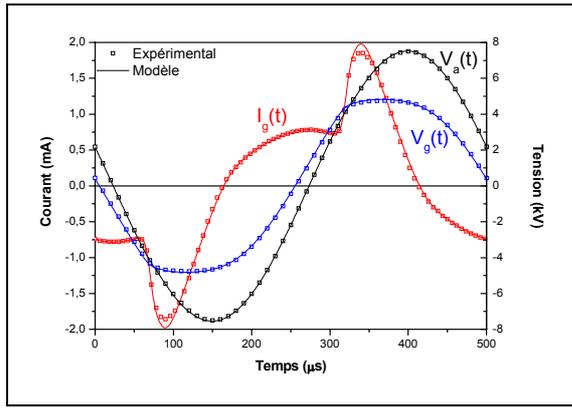
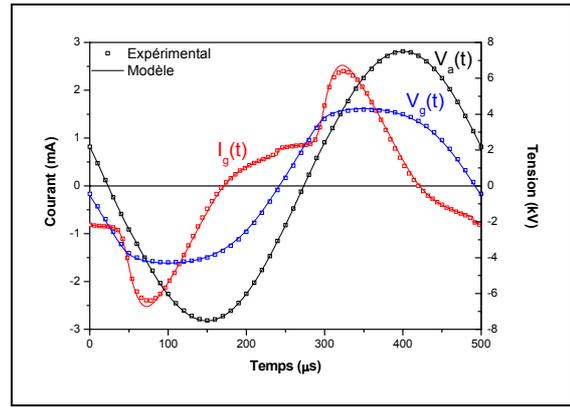


Figure 104 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=1$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm⁻¹)
(a) à temps court ($t=1$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)

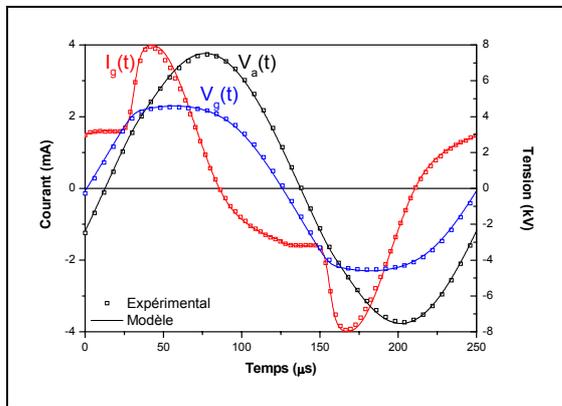


(a)

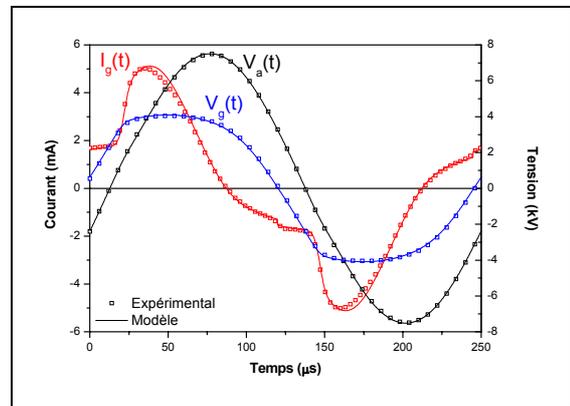


(b)

Figure 105 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=2$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{\text{gaz}}=14$ cm⁻¹)
(a) à temps court ($t=1$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)

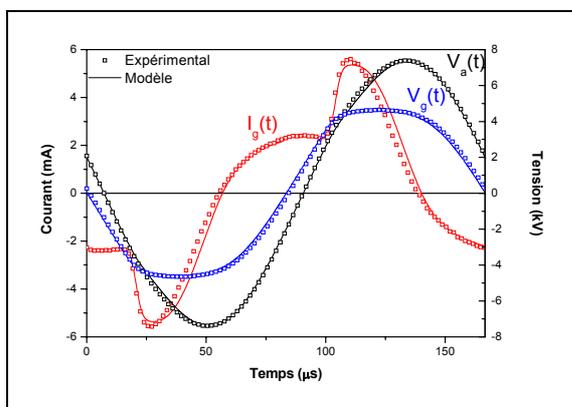


(a)

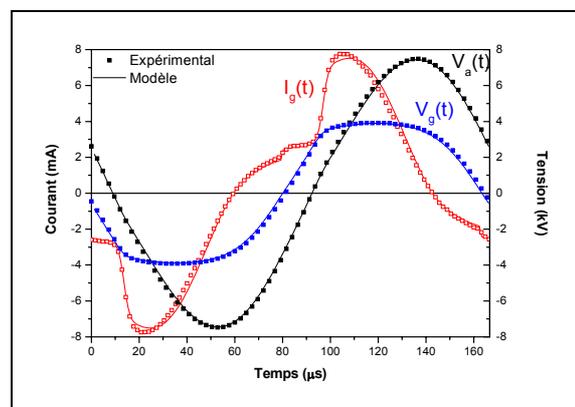


(b)

Figure 106 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=4$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{\text{gaz}}=14$ cm⁻¹)
(a) à temps court ($t=1$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)

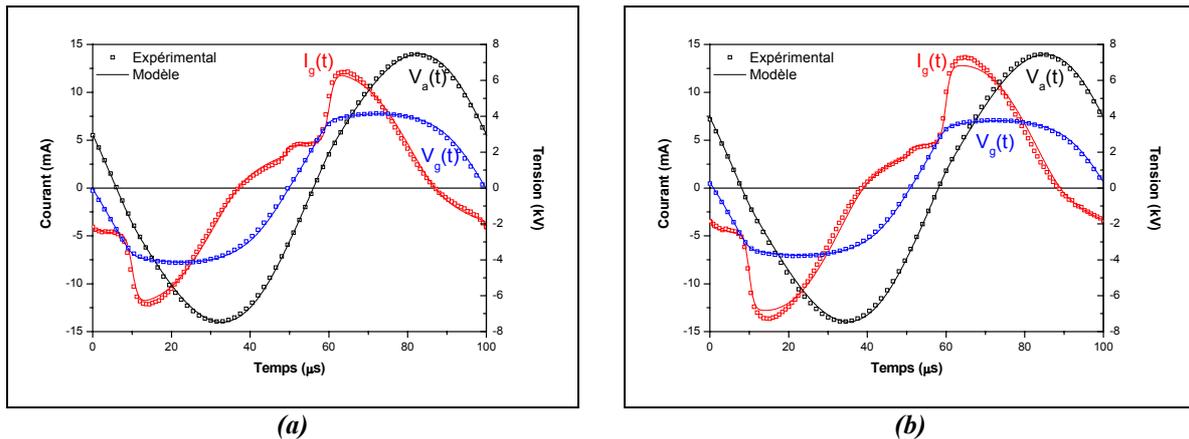


(a)

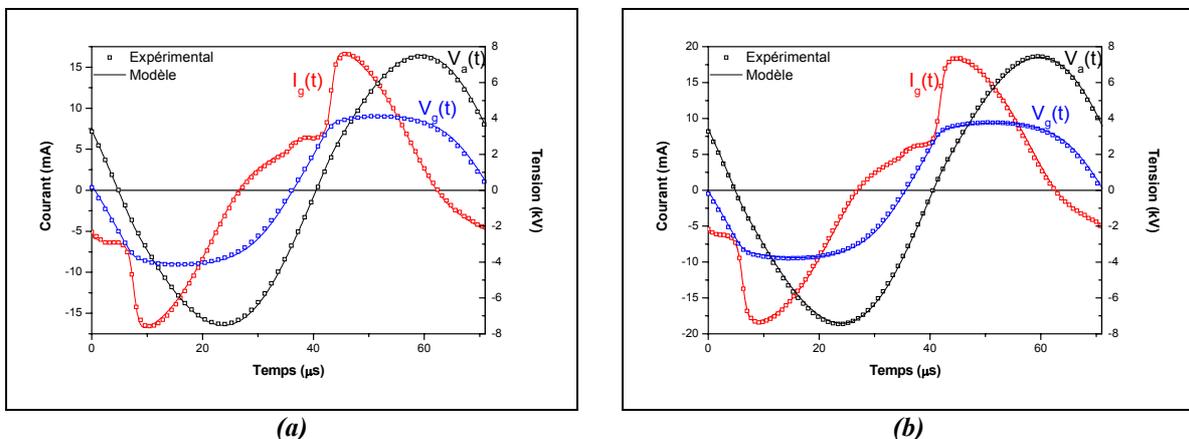


(b)

Figure 107 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=6$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{\text{gaz}}=14$ cm⁻¹)
(a) à temps court ($t=1$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)



(a) (b)
**Figure 108 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=10$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm⁻¹)
 (a) à temps court ($t=30$ s), (b) à temps long ($t=1800$ s)**



(a) (b)
**Figure 109 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=14$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm⁻¹)
 (a) à temps court ($t=30$ s), (b) à temps long ($t=420$ s)**

II-4-2. Variation de l'amplitude de la tension d'alimentation

Tous les paramètres du modèle de la DTPA ont été déterminés pour une excitation de type sinusoïdale d'amplitude constante. Afin de valider le modèle, il convient de vérifier que seule la valeur de la puissance moyenne dissipée a son importance et que la manière dont elle est dissipée au cours d'une période de fonctionnement n'intervient pas. Pour cela, nous avons confronté les résultats expérimentaux et les simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$, pour des amplitudes de la tension d'alimentation allant de 13 à 19 kV_{cc} à fréquence d'excitation constante égale à 6 kHz (Figures 110 et 111). Comme précédemment, à chaque fois, nous avons comparé les résultats dans un cas à temps court mais également dans un cas à temps long. Comme nous pouvons le voir, les résultats de modélisation sont en bonne adéquation avec les mesures expérimentales. Ceci permet de valider le modèle et de montrer que seule la valeur de la puissance dissipée dans la décharge a une influence.

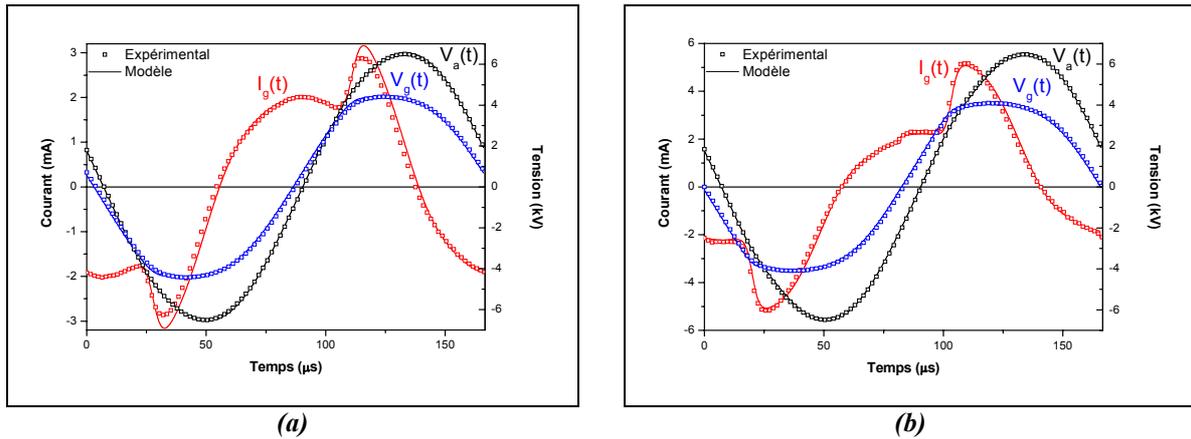


Figure 110 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=6$ kHz, $V_a=13$ kV_{CC}, $v_{gaz}=14$ cm⁻¹)
 (a) à temps court ($t=1$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)

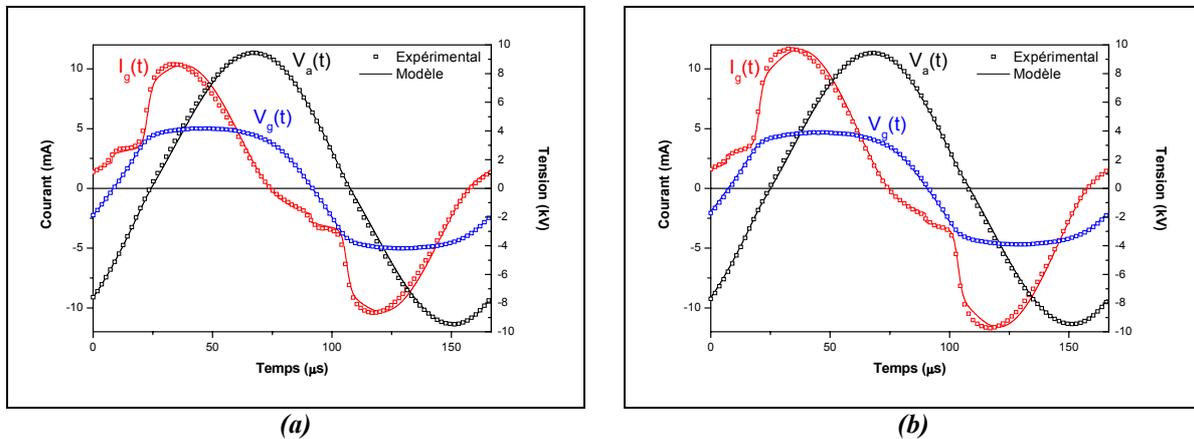


Figure 111 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ ($f=6$ kHz, $V_a=19$ kV_{CC}, $v_{gaz}=14$ cm⁻¹)
 (a) à temps court ($t=30$ s), (b) à temps long ($t=3000$ s)

II-4-3. Excitation triangulaire

De part la nature capacitive de la décharge, il n'est pas possible d'utiliser n'importe quelle forme d'onde d'alimentation. En effet, en supposant que le système d'alimentation puisse la fournir, une tension d'alimentation carrée entraînerait des pics de courant très intenses et une déstabilisation de la décharge. Cependant, afin de valider le modèle de la DTPA avec une forme d'onde non sinusoïdale, il est possible d'utiliser une tension d'alimentation de type triangulaire. Néanmoins à cause de la bande passante limitée de l'amplificateur de puissance et du transformateur, il convient de se placer à basse fréquence afin que la tension triangulaire soit la moins déformée possible. La Figure 112 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$, pour une fréquence d'excitation égale à 1 kHz et une

amplitude de la tension appliquée de 15 kV_{cc} . Là encore, nous pouvons constater que les résultats du modèle de la DTPA sont tout à fait semblables aux mesures expérimentales.

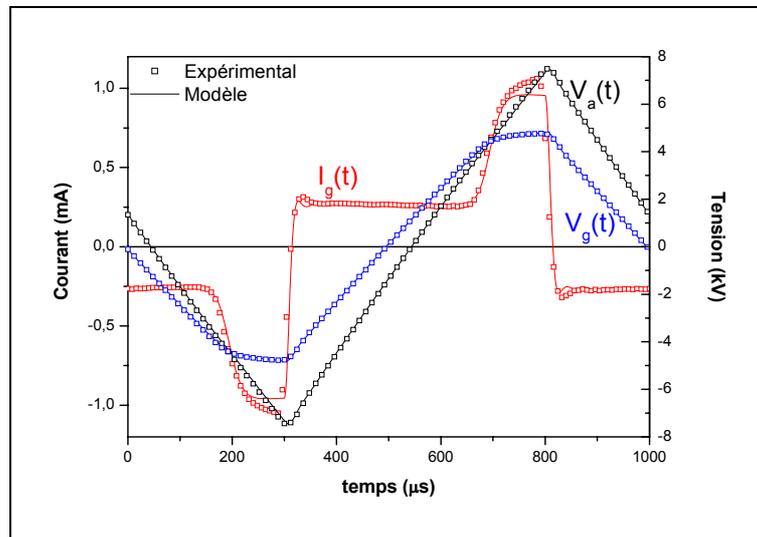


Figure 112 : Comparaison des résultats expérimentaux et des simulations de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant circulant dans le gaz, $I_g(t)$ dans le cas d'une excitation triangulaire ($f=1 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm}^{-1}$, $t=1 \text{ s}$)

III.CONCLUSION

La modélisation circuit de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique (DTPA) a permis de mettre en évidence les phénomènes physiques essentiels de cette décharge. D'une part, elle a confirmé le claquage de Townsend avec une augmentation exponentielle du courant en fonction de la tension et d'autre part, il apparaît que la variation de l'émission secondaire et l'augmentation de la température du gaz sont les phénomènes dominants. L'analyse de la tension gaz et du courant circulant dans le gaz a également permis de mettre en évidence une particularité de cette décharge : lorsque la tension gaz est quasi constante, le courant circulant dans le gaz est contrôlé par le circuit extérieur au moyen de la capacité équivalente aux diélectriques solides C_{ds} : la décharge est alors alimentée en courant. Par conséquent, la tension gaz s'ajuste pour maintenir le courant alors que le coefficient d'émission secondaire varie.

A partir des résultats expérimentaux et de la compréhension de la physique de la décharge, nous avons développé un modèle électrique de type circuit de la DTPA. Contrairement aux modèles numériques traditionnels [55-58], ce modèle ne permet pas de décrire précisément la physique de la décharge au sens de la densité ou du flux de particules. Cependant, il prend en compte les principaux phénomènes physiques de la DTPA : le claquage de type Townsend, la

variation de l'émission secondaire due à la variation du flux de métastables et de la charge du diélectrique ainsi que l'effet de la température du gaz. Ce modèle a été validé par comparaison des résultats de mesures et de simulation pour différentes conditions de fréquence d'excitation, d'amplitude de la tension appliquée et de type d'excitation (sinusoïdale et triangulaire). Quelles que soient les conditions, les résultats de simulation sont en parfait accord avec les mesures expérimentales.

Ce modèle permet d'avoir une vision macroscopique de la décharge qui nous a permis entre autres de séparer les deux phénomènes participant à la diminution de la tension de claquage du gaz : la variation de l'émission secondaire et l'augmentation de la température du gaz. La température du gaz a été estimée à l'aide de mesures de la température de surface des diélectriques et de la température rotationnelle du second système positif de l'azote. Il apparaît qu'à vitesse du gaz donnée, l'élévation de température du gaz est une fonction linéaire de la puissance. Ainsi à partir d'une simple mesure de la puissance dissipée dans la décharge, il est possible d'estimer la température du gaz.

CHAPITRE V :
AUGMENTATION DE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPÉE
DANS LA DÉCHARGE DE TOWNSEND À LA PRESSION
ATMOSPHERIQUE (DTPA)

CHAPITRE V : AUGMENTATION DE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPEE DANS LA DECHARGE DE TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA)

La rapidité des traitements de surface et donc la vitesse de défilement des substrats est conditionnée par la puissance de la décharge (Chapitre 1 - Figure 3 p. 10). En effet, le taux de transformation du matériau est proportionnel à l'énergie dissipée dans le plasma pendant son temps de résidence dans la décharge. Plus la puissance est élevée, plus ce temps peut être court et donc plus la vitesse de défilement ou la longueur des électrodes peuvent être réduits. Il est donc important d'étudier les mécanismes qui limitent le transfert de puissance au gaz tout en restant en régime de décharge de Townsend. Au vu des résultats du chapitre précédent, l'augmentation de la température semble être une solution pour accroître la puissance dissipée dans la décharge, néanmoins dans le cas du traitement de matériaux thermosensibles comme les polymères, cette possibilité est réduite. Nous avons donc cherché à utiliser l'outil que nous avons mis au point afin de trouver des solutions pour augmenter la puissance.

Dans ce chapitre, pour approfondir la compréhension des mécanismes qui contrôlent la transition Décharge de Townsend (DT) - Décharge Filamentaire (DF), nous décrirons dans un premier temps le domaine de fonctionnement en terme de fréquence et d'amplitude de la tension appliquée de la DT ainsi que les deux types de transition en régime filamentaire observés. Dans un deuxième temps, nous nous focaliserons sur l'influence du circuit d'alimentation sur la stabilité de la décharge en étudiant le couplage entre le générateur et la DTPA. Et enfin, nous préciserons différentes solutions qui permettent d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge de Townsend.

I. DOMAINE DE FONCTIONNEMENT DE LA DTPA ET DESCRIPTION DES DEUX TYPES DE TRANSITION EN REGIME FILAMENTAIRE

La DTPA ne peut être obtenue que dans un domaine de fonctionnement qui dépend à la fois des conditions d'excitation, des diélectriques utilisés ainsi que de la vitesse et de la nature du gaz. Nous nous focaliserons dans ce paragraphe sur l'influence des conditions d'excitation sur le régime de fonctionnement de la DTPA pour une configuration de la cellule et une vitesse du gaz données, l'influence des autres paramètres tels que la vitesse du gaz, la dimension des électrodes, la nature du matériau en contact avec la décharge, ayant déjà été étudiée [3].

Après avoir décrit le domaine de fonctionnement typique de la décharge en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la tension appliquée, nous définirons l'origine des deux types de transition en régime de décharge filamentaire observés. Puis nous montrerons l'influence de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement de la décharge et sur les deux types de déstabilisation.

I-1. Description du domaine de fonctionnement

Afin d'obtenir le domaine de fonctionnement électrique de la décharge présenté Figure 113, l'amplitude de la tension appliquée sur la cellule de décharge, à une fréquence donnée, est progressivement élevée. La limite inférieure du domaine de fonctionnement correspond à l'amplitude de la tension appliquée nécessaire pour que la décharge soit étalée sur la totalité de la surface des électrodes. La limite supérieure correspond, soit à l'amplitude de la tension appliquée pour laquelle la décharge transite en régime filamentaire, soit à la limite du générateur.

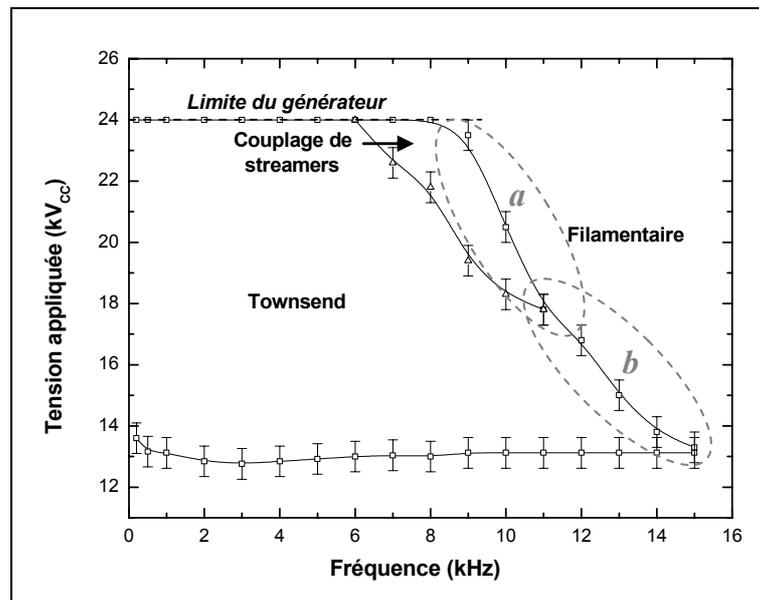


Figure 113 : Domaine de fonctionnement de la décharge en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la tension d'appliquée sur la cellule de décharge pour une courte durée d'allumage et mise en évidence des différentes zones de déstabilisation en régime filamentaire : (a) après le maximum du courant, (b) durant l'amorçage de la décharge (tension sinusoïdale, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

Le domaine présenté Figure 113 a été obtenu pour une vitesse moyenne du gaz de 14 cm.s^{-1} et une durée d'allumage courte (de l'ordre de la dizaine de secondes) afin de s'affranchir au maximum de l'effet thermique que nous étudierons par la suite. Jusqu'à 6 kHz, l'amplitude

maximale que peut délivrer le générateur est atteinte sans qu'une déstabilisation de la décharge ne soit observée. Entre 6 et 11 kHz, pour de fortes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée, un régime de couplage de streamers est observé. Ce régime, mis en évidence par N. Gherardi [41], est caractérisé par une répartition non homogène de la lumière dans la zone de décharge alors que comme le montre la Figure 114 le courant dans le gaz I_g ressemble à celui obtenu dans le cas d'une décharge de Townsend.

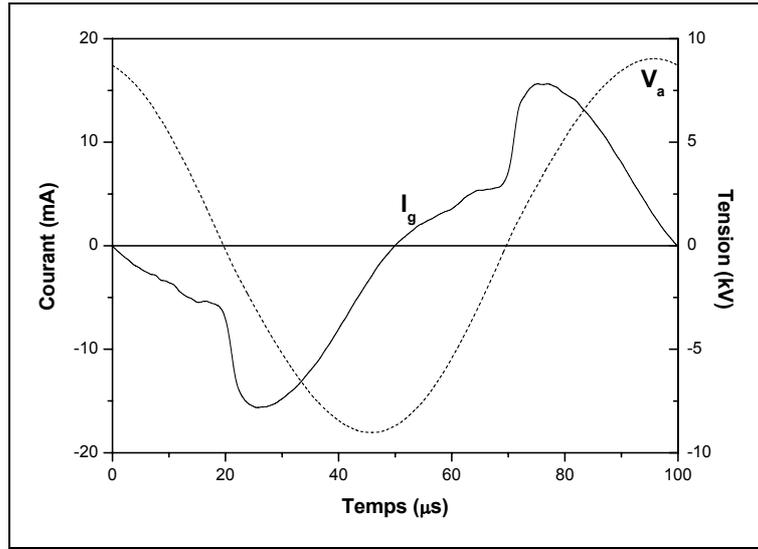


Figure 114 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz I_g et de la tension appliquée V_a lors d'une décharge en régime de couplage de streamers ($V_a=18,3 \text{ kV}_{cc}$, $f=10 \text{ kHz}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

La Figure 115 présente un schéma simplifié de l'aspect visuel de la décharge dans le cas d'une décharge par couplage de streamers. La décharge présente un aspect strié en son centre alors que les bords extérieurs sont visuellement homogènes. Suivant les conditions, la largeur des différentes zones varie et la structure striée au centre peut être immobile ou au contraire se déplacer du centre vers les bords de cette zone.

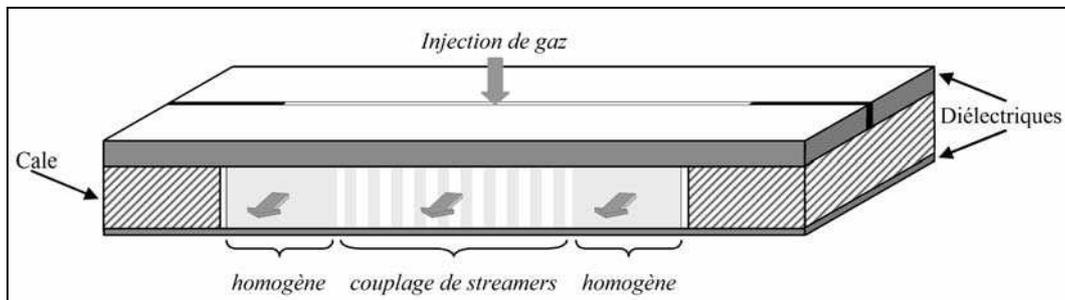


Figure 115 : Aspect visuel du régime couplage de streamer

Des études sur des régimes similaires [95] montrent que les conditions aux limites peuvent influencer la distribution des streamers dans la décharge : cette forme striée pourrait par conséquent être due à une onde se réfléchissant sur les cales en verre qui guident le flux de gaz, créant ainsi des zones de plus faibles pressions propices au développement préférentiel d'une décharge dans ces zones. Une étude approfondie de ce régime serait nécessaire pour confirmer cette hypothèse.

Au delà de 9 kHz, plus la fréquence augmente, plus le régime de décharge filamentaire (DF) est observé pour une amplitude de la tension appliquée faible. Jusqu'à ce qu'il ne soit plus possible d'allumer une décharge de Townsend (DT). Ce qui se produit pour une fréquence de 16 kHz.

I-2. Transition décharge de Townsend / décharge filamentaire

La transition en régime de décharge filamentaire n'est pas brutale. En effet, on observe une déstabilisation progressive de la décharge et l'apparition d'un régime de décharge mixte Townsend – filamentaire tendant vers un régime purement filamentaire si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée continue d'augmenter. Cependant, suivant les conditions d'excitation, deux types totalement différents de transition en régime filamentaire sont obtenus.

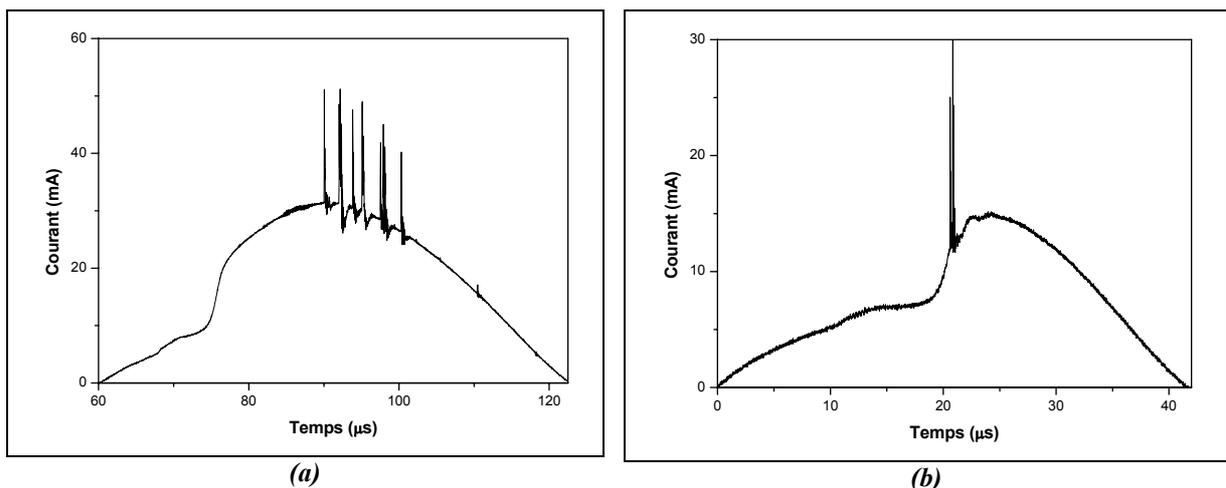


Figure 116 : Courant mesuré I_m lors de la transition en régime filamentaire, lorsque la déstabilisation est :
 (a) après le maximum de courant ($f=8$ kHz, $V_a=25$ kV_{cc}),
 (b) durant l'amorçage de la décharge ($f=11$ kHz, $V_a=17,8$ kV_{cc})

A forte amplitude de la tension appliquée (Figure 113 – zone a), une succession de pics de durée très courte (de l'ordre de 10 à 50 ns) se superposent au courant de décharge après son maximum (Figure 116–a). Par contre, pour des fréquences plus élevées (Figure 113 – zone b), la déstabilisation se traduit au moment de l'amorçage (Figure 116–b) par un ou plusieurs pics, de durée relativement longue (de l'ordre de 50 à 200 ns), suivis d'oscillations amorties. Nous allons décrire successivement ces deux types de transition pour en définir leurs origines.

I-2-1. Instabilités observées après le maximum du courant

Afin de déterminer l'origine de ces instabilités, E. Croquesel a réalisé une étude optique de la décharge au moyen d'un photomultiplicateur couplé à une lentille [3]. La cellule de décharge utilisée pour cette étude est réalisée à partir de deux plaques d'alumines (Al_2O_3 à 96%, épaisseur : 635 μm) métallisées en face arrière ; le flux de gaz est injecté longitudinalement. Bien que la configuration soit différente, le comportement de la décharge reste rigoureusement le même.

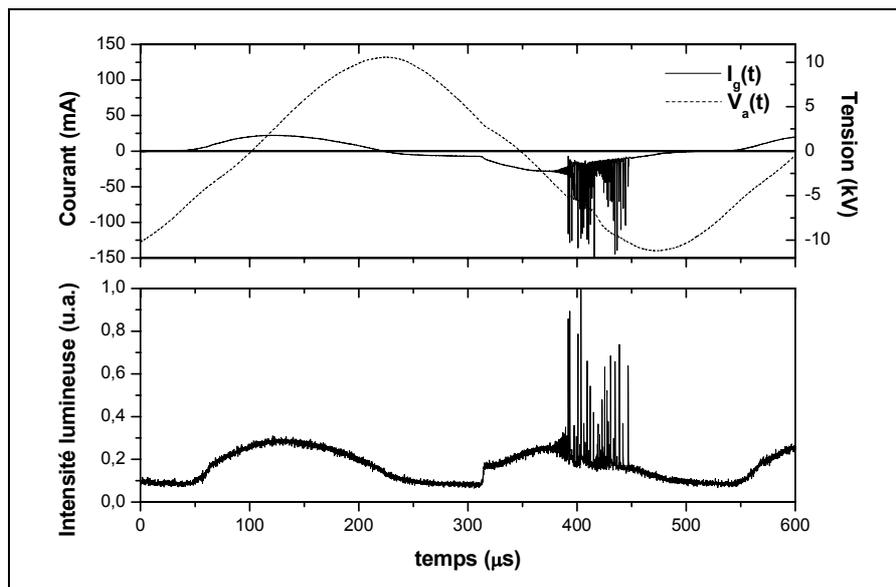


Figure 117 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz $I_g(t)$, de la tension appliquée $V_a(t)$ et de la lumière émise au centre de la zone de décharge perpendiculairement à l'injection du gaz lorsque les instabilités se produisent après le maximum de courant ($V_a=21 \text{ kV}_{\text{cc}}$, $f=2 \text{ kHz}$, $S=85 \times 40 \text{ mm}^2$, $v_{\text{gaz}}=150 \text{ cm.s}^{-1}$) [3]

La Figure 117 présente les mesures du courant circulant dans le gaz $I_g(t)$, et de la tension appliquée $V_a(t)$, comparée à la lumière émise par la décharge perpendiculairement à l'injection de gaz au centre de la zone de décharge. Lorsque le maximum du courant est atteint, des pics très intenses dont la durée varie entre 10 et 50 ns se développent à la fois sur

le courant et sur la lumière émise par la décharge. Le nombre d'impulsions acquis par le photomultiplicateur est inférieur à celui détecté par la mesure du courant, prouvant ainsi que le phénomène se développe en différents endroits de la zone de décharge. Ceci est confirmé par des mesures de la lumière émise en différents points de l'entrée à la sortie de la décharge qui montrent que ce type de déstabilisation se produit sur l'ensemble de la zone de décharge. Cette étude a permis de valider le fait que ces instabilités sont dues à des micro-décharges qui se développent dans le gaz.

Pour comprendre l'origine de ces micro-décharges, il est intéressant de noter qu'elles apparaissent toujours après le maximum de courant ; or nous avons montré dans le chapitre précédent que cela correspond à la zone où la charge du diélectrique recouvrant la cathode s'annule, entraînant une forte diminution du coefficient d'émission secondaire γ . Nous avons également mis en évidence que dans cette zone, le courant est imposé par le circuit extérieur par le biais de la relation : $I_g(t) = C_{ds} \cdot dV_a(t)/dt$. Par conséquent, plus la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée augmente, plus le circuit impose un courant élevé dans le gaz alors que le coefficient d'émission secondaire est très faible. Or d'après l'équation 63 qui définit le courant théorique dû à un claquage de Townsend (Chapitre IV- I-2-2), afin de compenser la perte d'ionisation liée à la diminution de l'émission secondaire, l'ionisation dans le gaz doit augmenter. Cela se traduit par une augmentation du champ électrique qui peut entraîner la formation de grandes avalanches conduisant à l'apparition de micro-décharges dans le gaz lorsque ce champ devient suffisamment élevé.

$$i(t) = i_0 \cdot \frac{\exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \cdot [\exp(\alpha \cdot d) - 1]} \quad \text{Eq. 63}$$

avec : α : premier coefficient d'ionisation de Townsend (ionisation dans le gaz) ; γ : deuxième coefficient d'ionisation de Townsend (coefficient d'émission secondaire) ; i_0 : courant initial à la cathode ; d : espace inter-diélectriques.

Comme nous l'avons vu précédemment, ce type de déstabilisation intervient, dans les conditions expérimentales considérées, pour des fréquences comprises entre 8 et 12 kHz. La Figure 118 présente l'évolution du maximum du courant de décharge et de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction de la fréquence d'excitation en limite de transition en régime filamentaire (Figure 113). Pour des fréquences inférieures à 9 kHz, la croissance linéaire du courant I_d et de la puissance P est due à la limitation en tension de l'alimentation à 24 kV_{cc}. A partir de 9 kHz, la valeur maximale de I_d et la puissance P

décroissent jusqu'à devenir quasi nulles pour la fréquence maximale permettant d'obtenir une décharge de Townsend dans les conditions considérées (16 kHz).

Il est intéressant de noter que ce type de déstabilisation se produit pour de fortes valeurs du courant circulant dans le gaz et de la puissance moyenne dissipée dans celui-ci. Or, nous avons vu dans le chapitre précédent que la température du gaz est liée linéairement à la puissance moyenne dissipée. Plus la température du gaz augmente, à pression et volume constants, plus sa densité diminue et donc plus le champ nécessaire à la formation de micro-décharges décroît.

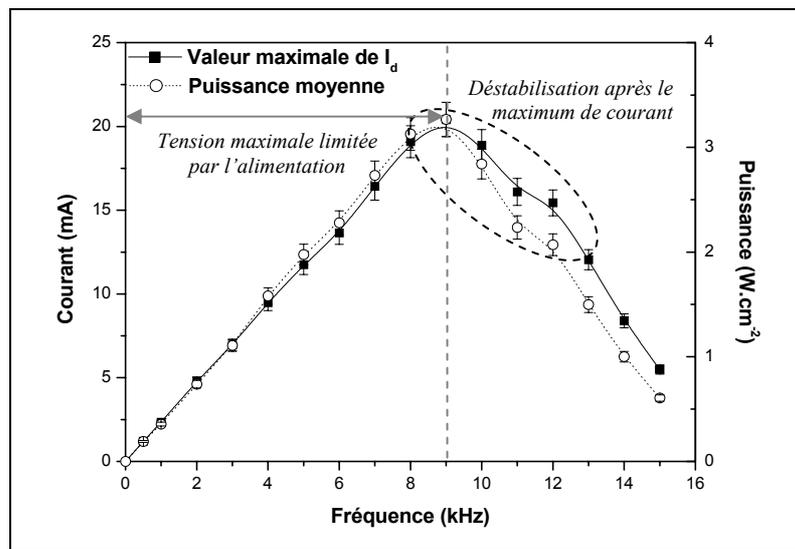


Figure 118 : Evolution du maximum du courant de décharge I_d et de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction de la fréquence d'excitation en limite de transition en régime filamentaire (tension d'alimentation sinusoïdale, temps d'allumage court, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

Par conséquent, cette déstabilisation est due au fait que le système d'excitation impose un courant trop important dans la décharge qui entraîne une trop forte ionisation dans le gaz, ce qui se traduit par l'apparition de micro-décharges.

I-2-2. Instabilités observées durant l'amorçage de la décharge

Pour des fréquences supérieures à environ 11 kHz dans la configuration étudiée, le comportement de la décharge au moment de sa déstabilisation est radicalement différent. En effet, nous observons durant l'amorçage de la décharge généralement un ou plusieurs pics de durées supérieures à ceux observés dans le cas de micro-décharges, suivi d'oscillations amorties (Figure 116-b). L'étude optique réalisée par E. Croquesel a permis de mettre en évidence l'absence de micro-décharges dans le gaz. Les oscillations présentes sur la mesure de courant se traduisent par des oscillations non localisées de la lumière émise par la décharge

[3]. Par conséquent, cette déstabilisation n'est donc pas due au développement de micro-décharges dans l'espace gazeux contrairement à l'instabilité décrite précédemment.

Cette déstabilisation n'étant pas directement liée à un phénomène physique dans le gaz, nous avons cherché à définir son origine à l'aide du modèle électrique de la DTPA couplé à celui de l'alimentation. Pour cela, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que celles de la Figure 116-b ($f=11$ kHz, $V_a=17,8$ kV_{cc}) ; à savoir, des conditions pour lesquelles nous observons expérimentalement une déstabilisation durant l'amorçage de la décharge. La Figure 119-a présente les résultats de simulation du courant circulant dans le gaz et de la tension appliquée. Comme nous pouvons le remarquer, le courant présente des oscillations. Bien que leurs amplitudes et leurs durées soient différentes de celles observées expérimentalement en particulier à cause de la validité fréquentielle du modèle de l'alimentation (limitée à 300 kHz), il est intéressant de constater que le modèle électrique développé permet de reproduire le comportement de la décharge lorsque la déstabilisation se produit durant l'amorçage de la décharge. Si nous couplons le modèle électrique de la DTPA à une source de tension idéale (Figure 119-b), il n'y a alors aucune oscillation du courant lors de l'amorçage de la décharge, ce qui prouve bien que les éléments parasites de l'alimentation et en particulier les inductances de fuites et les capacités entre spires du transformateur sont à l'origine de ces oscillations. Ceci a été également validé à l'aide du modèle numérique de la DTPA développé au CPAT par l'équipe de Pierre Ségur. En effet, K. Khamphan a montré que la prise en compte d'un modèle, même simplifié, de l'alimentation permet de rendre compte de ce phénomène [58].

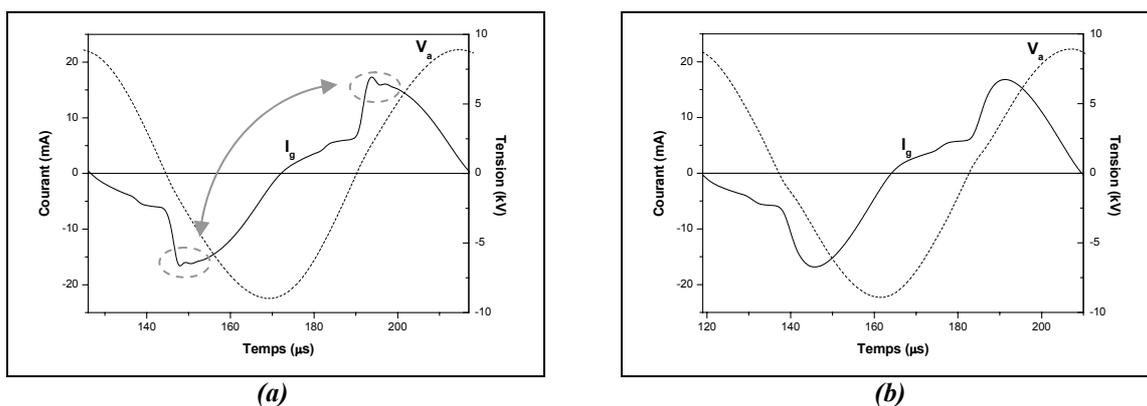


Figure 119 : Simulation du courant dans le gaz I_g dans le cas d'une déstabilisation durant l'amorçage de la décharge dans le cas où : (a) le modèle électrique de la DTPA est couplé à celui de l'alimentation, (b) le modèle électrique de la DTPA est couplé à une source de tension idéale ($f=11$ kHz et $V_a=17,8$ kV_{cc})

Bien que la cause de la déstabilisation soit très différente de celle rencontrée à plus basse fréquence, si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée augmente après l'apparition des premières oscillations, la décharge se contracte afin de permettre le passage des impulsions de courant et nous observons pour finir la formation de micro-décharges dans l'espace gazeux.

I-3. Influence de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement et sur les deux types de transitions observés

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la puissance moyenne dissipée dans la décharge augmente avec la durée d'allumage (Figure 120). Cet effet a été expliqué par une augmentation de la température du gaz qui entraîne une diminution de sa densité et par conséquent de sa tension de claquage. Le claquage ayant lieu plus tôt, la durée d'allumage de la décharge augmente ainsi que l'amplitude du courant, lorsque la tension d'alimentation est sinusoïdale, puisque la pente de dV_a/dt est plus forte (Figure 121). Ainsi, à fréquence et amplitude de la tension d'alimentation données, une augmentation de la température du gaz entraîne un accroissement de la puissance.

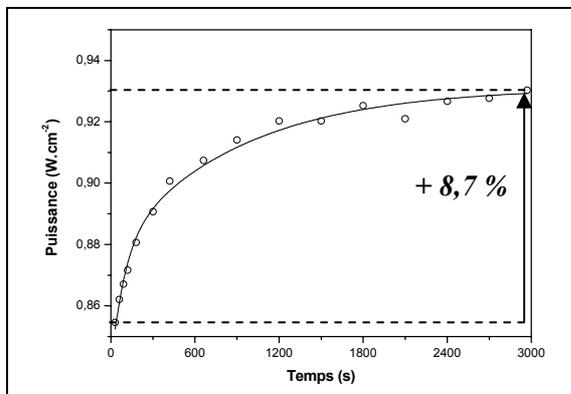


Figure 120 : Exemple d'évolution de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction du temps ($f=6$ kHz, $V_a=15$ kV_{cc}, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

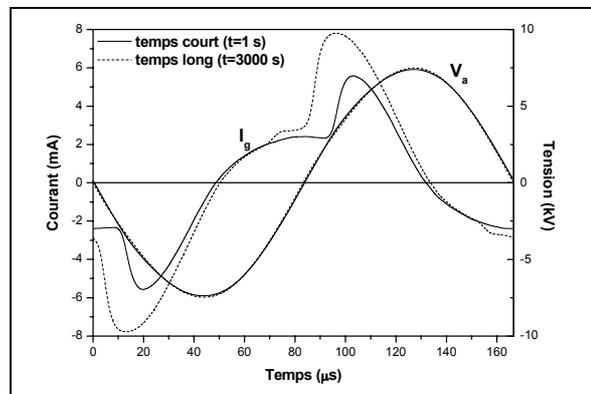


Figure 121 : Comparaison du courant circulant dans le gaz I_g et de la tension appliquée V_a entre un cas à temps court ($t=1$ s) et un cas à temps long ($t=3000$ s) ($V_a=15$ kV_{cc}, $f=6$ kHz, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

De façon à déterminer l'influence de l'élévation de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement de la DTPA, nous avons d'abord observé le comportement électrique de la décharge en limite de régime de Townsend dans la zone où la déstabilisation se produit au maximum de courant, puis dans la zone où elle se produit durant l'amorçage de la décharge.

I-3-1. Déstabilisation après le maximum du courant

La Figure 122 présente le courant mesuré pour une fréquence d'excitation de 9 kHz et une amplitude de la tension appliquée de 23 kV_{cc} à :

- t=10 s (Figure 122-a) : après 2 ou 3 alternances, la décharge est stabilisée et le courant présente l'allure d'une courant de DTPA bien établie ($P=2,7 \text{ W.cm}^{-2}$) [96].
- t=100 s (Figure 122-b) : la puissance dissipée dans la décharge étant assez élevée, la température du diélectrique a fortement augmenté ($T_{\text{dielec}}=121 \text{ °C}$, $P=3,1 \text{ W.cm}^{-2}$) et par conséquent celle du gaz également. Nous commençons à observer sur le courant des pics qui se développent aléatoirement.
- t=390 s (Figure 122-c) : la température continue à augmenter ($T_{\text{dielec}}=174 \text{ °C}$, $P=3,5 \text{ W.cm}^{-2}$). Nous observons maintenant plusieurs pics par période.

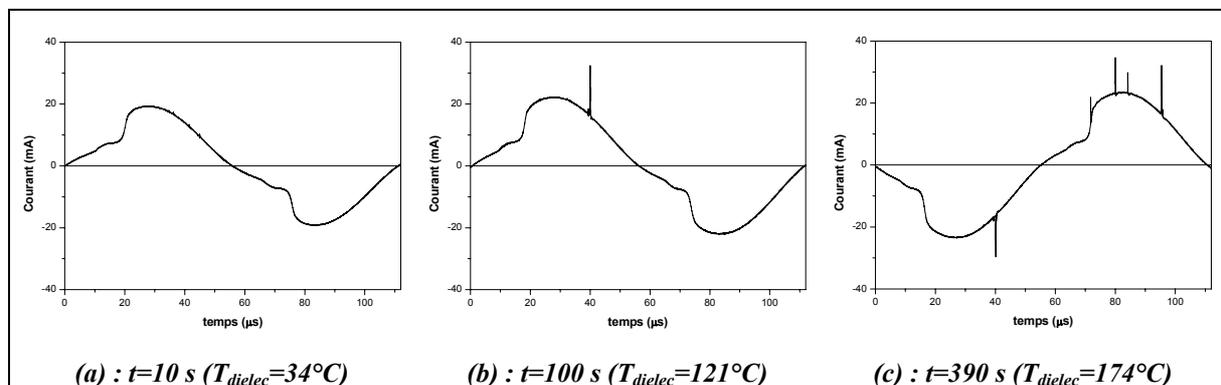


Figure 122 : Influence de l'élévation de la température du gaz sur le courant mesuré lors de la déstabilisation observées après le maximum de courant ($f=9 \text{ kHz}$ et $V_a=23 \text{ kV}_{cc}$)

Il ne nous a malheureusement pas été possible de mesurer ce courant pour des temps plus longs à cause d'un échauffement excessif de l'amplificateur de puissance. Cependant, il apparaît clairement qu'une forte élévation de la température du gaz entraîne, à fréquence et amplitude de la tension appliquée données, la déstabilisation de la DTPA.

L'effet de l'augmentation de la température sur la déstabilisation est double et reste lié à la diminution de la densité du gaz que cette augmentation induit ; Première conséquence : une diminution de la densité du gaz entraîne une réduction du champ électrique nécessaire à la formation de micro-décharges dans le gaz. Deuxième conséquence : la tension de claquage se trouve également réduite, ce qui a pour effet d'augmenter l'amplitude maximale du courant de décharge et d'accroître l'ionisation dans le gaz. Ces deux effets, accroissement du courant et réduction du champ nécessaire à la formation de micro-décharges, sont cumulatifs et

permettent d'expliquer les observations décrites, c'est à dire qu'une augmentation de la température a plutôt tendance à réduire le domaine de fonctionnement en terme d'amplitude maximale de la tension appliquée pour une fréquence donnée.

I-3-2. Déstabilisation durant l'amorçage de la décharge

Dans le cas où la déstabilisation se produit durant l'amorçage de la décharge, l'élévation de la température du gaz a une conséquence inverse. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 123, l'accroissement de la température du gaz entraîne une stabilisation de la décharge : alors qu'à $t=20$ secondes le courant présente l'allure typique d'un courant en limite de régime de Townsend, au bout de 390 s, celui-ci ne présente plus la moindre trace de déstabilisation et la fréquence d'excitation peut même être augmentée.

Ceci est dû à la variation de l'ionisation dans le gaz en fonction de la tension qui devient plus lente lorsque la puissance et donc par conséquent la température du gaz augmente (cf. Chapitre IV II-3-2-b).

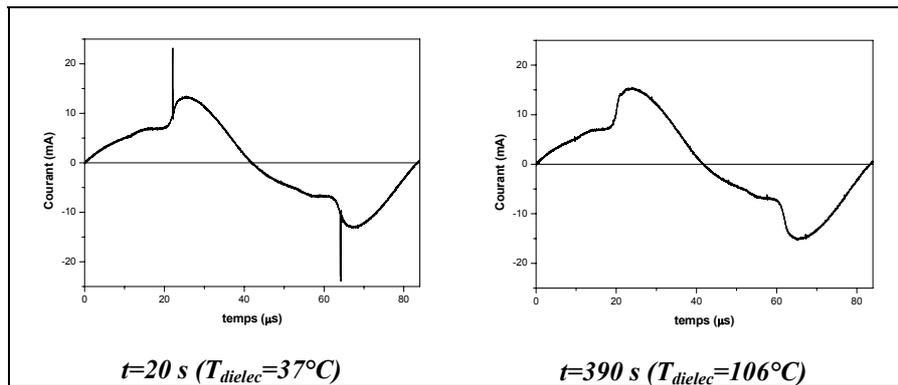


Figure 123 : Influence de l'élévation de la température du gaz sur le courant mesuré lors de la déstabilisation observées durant de l'amorçage de la décharge ($f=12$ kHz et $V_a=15,5$ kV_{cd})

I-3-3. Domaine de fonctionnement et puissance dissipée dans la décharge

Dans les conditions considérées, le domaine de fonctionnement de la DTPA avec la température varie de la manière suivante : la fréquence maximale d'obtention de la DTPA reste égale à 15 kHz alors que l'amplitude maximale de la tension appliquée augmente de 1 à 2 kV entre 10 et 14 kHz ; par contre le régime de couplage de streamers que nous avons mis en évidence pour de courtes durées d'allumages de la décharge disparaît après plusieurs minutes de sorte que nous n'observons plus d'hétérogénéité dans la décharge avant la transition en régime filamentaire.

La Figure 124 illustre l'influence de la durée d'allumage sur la puissance moyenne dissipée dans la décharge, une durée d'allumage de la décharge de 5 minutes permet d'accroître au maximum la puissance maximale de 17,6 % (pour $f=10$ kHz), et de quelques % pour des valeurs plus élevées de la fréquence.

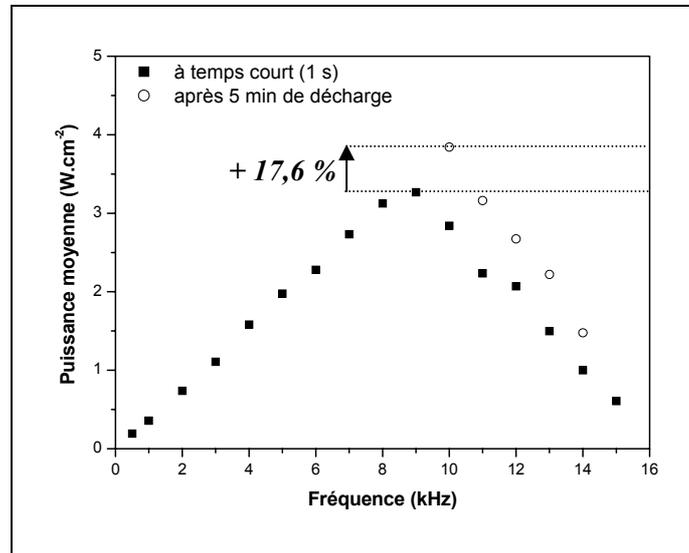


Figure 124 : Effet de l'élévation de la température du gaz sur la puissance moyenne dissipée dans la décharge en limite de transition en régime filamentaire

I-4. Synthèse

En résumé, la transition en régime filamentaire trouve deux origines. La déstabilisation de la DTPA observée après le maximum de courant provient d'une augmentation de l'ionisation dans le gaz nécessaire pour compenser la diminution de l'émission secondaire. Ceci intervient lorsque le courant imposé par le circuit engendre un champ électrique suffisant pour permettre la formation de grandes avalanches. En revanche, la déstabilisation observée durant l'amorçage de la décharge est liée à la présence d'éléments parasites dans le circuit électrique. Il est donc important d'étudier le couplage entre le générateur et la décharge.

Notons que quel que soit le type de déstabilisation, si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée continue à augmenter après l'apparition des premières micro-décharges ou oscillations, la décharge tend vers un régime purement filamentaire.

II. COUPLAGE ENTRE LE GENERATEUR ET LA DTPA

Nous venons de voir que les éléments parasites de l'alimentation et en particulier ceux du transformateur (inductances de fuites, capacités entres spires) peuvent entraîner l'apparition d'oscillations sur le courant de décharge qui conduisent à la déstabilisation de la DTPA et à la transition en régime de décharge filamentaire. Cette déstabilisation constitue un des verrous essentiels à l'augmentation de la fréquence maximale d'excitation de la DTPA et par conséquent de la puissance injectée dans la décharge. L'objectif de cette partie est de définir précisément la cause de ces oscillations.

Ces oscillations interviennent toujours durant l'amorçage de la décharge. C'est-à-dire dans la zone où la définition de la source de courant vue par l'alimentation passe de l'association série des capacités C_{ds} et C_g à la seule capacité C_{ds} (Figure 125). Pour faciliter l'étude nous avons défini cette variation par le biais de la constante k_c (Eq. 64) qui est égale au rapport C_{ds} (décharge amorcée) sur $C_{ds} \cdot C_g / (C_{ds} + C_g)$ (entre deux décharges).

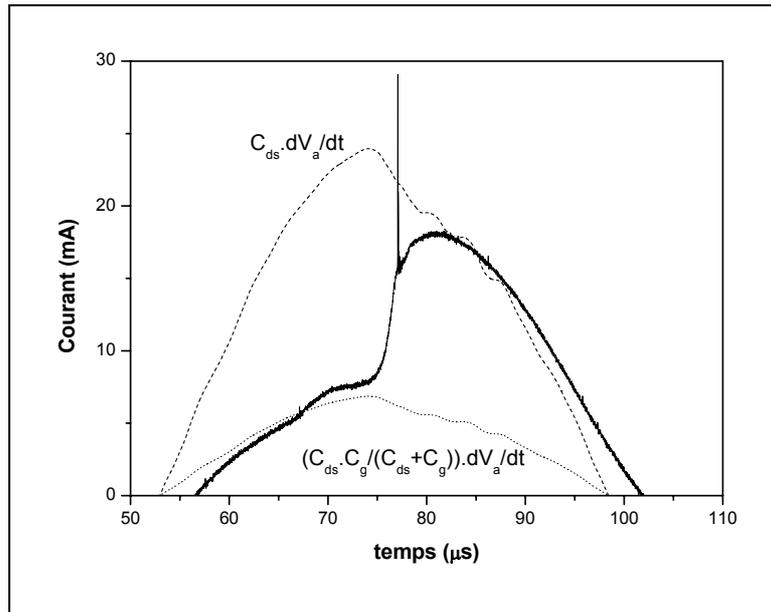


Figure 125 : Illustration du changement de charge lors de l'amorçage de la décharge : évolution temporelle du courant circulant dans le gaz $I_g(t)$ comparé aux courants calculés par $C_{ds} \cdot dV_a/dt$ et $(C_{ds} \cdot C_g / (C_{ds} + C_g)) \cdot dV_a/dt$ ($V_a=17,8$ kV_{cc}, $f=11$ kHz, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹)

$$\frac{C_{ds}}{\frac{C_{ds} \cdot C_g}{C_{ds} + C_g}} = \frac{C_{ds} + C_g}{C_g} = \frac{C_{ds}}{C_g} + 1 = k_c \quad \text{Eq. 64}$$

avec : C_{ds} : capacité équivalente aux diélectriques solides (pF) ; C_g : capacité équivalente du gaz (pF).

II-1. Influence des valeurs des capacités diélectriques et gaz sur le domaine de fonctionnement de la décharge

Afin d'étudier la stabilité de la décharge, trois cas ont été considérés :

- le cas n°1 ($k_c=4,5$) correspond aux conditions standards étudiées ($C_{ds}=37,26$ pF, $C_g=10,62$ pF, $d=1$ mm et $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹).
- dans le cas n°2 ($k_c=8$) la distance inter-diélectriques a été portée à 2 mm ($C_{ds}=37,26$ pF, $C_g=5,31$ pF, $d=2$ mm, $v_{gaz}=14$ cm.s⁻¹).
- le cas n°3 ($k_c=8$) correspond aux conditions étudiées par E. Croquesel. La cellule de décharge est composée de deux plaques d'alumines parallèles métallisées en face arrière et le flux de gaz est injecté longitudinalement ($C_{ds}=106$ pF, $C_g=15$ pF, $d=1$ mm, $v_{gaz}=300$ cm.s⁻¹) [3]. Notons, que dans ce cas, l'alimentation électrique diffère uniquement au niveau de l'amplificateur de puissance utilisé (Crest Audio modèle 4801 au lieu du modèle 8001). Le transformateur utilisé est le même.

La Figure 126 présente la comparaison des domaines de fonctionnement de la décharge relevés expérimentalement dans les trois cas. Les importantes différences observées au niveau de la limite inférieure du domaine s'expliquent aisément. En effet, dans le cas n°2 la distance inter-diélectriques est égale à 2 mm alors qu'elle est de 1 mm pour les deux autres cas, la tension nécessaire à la rupture du gaz est par conséquent plus élevée [93]. Dans le cas n°3, la différence s'explique par la valeur supérieure de la capacité C_{ds} qui entraîne pour une même valeur de la tension appliquée une chute de tension plus faible aux bornes des diélectriques et donc une tension appliquée sur le gaz plus élevée. Dans tous les cas, à basse fréquence la tension appliquée maximale est toujours limitée par l'alimentation. Il est par contre intéressant de remarquer que la fréquence maximale permettant d'obtenir une DTPA est identique dans les cas 2 et 3 (pour $k_c=8$), alors que les conditions expérimentales sont différentes en terme de vitesse du gaz, de distance inter-diélectriques et même de géométrie de la cellule de décharge. Pour $k_c=8$, la fréquence maximale est de 6 kHz alors que pour $k_c=4,5$ elle est de 15 kHz. La fréquence maximale de fonctionnement de la DTPA semble donc être conditionnée par la valeur du coefficient k_c .

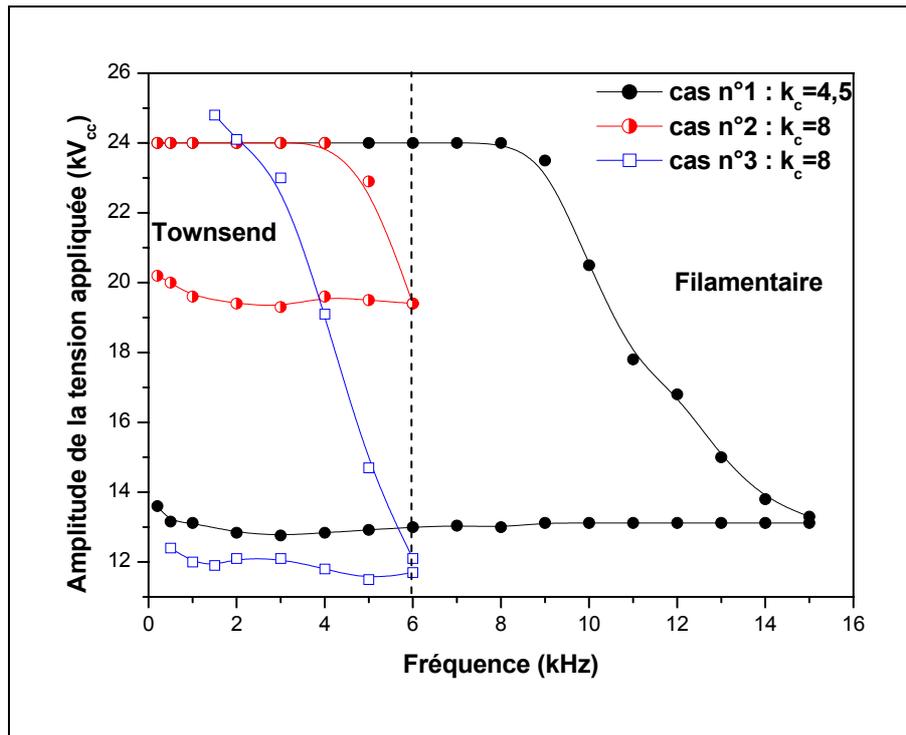


Figure 126 : Domaine de fonctionnement de la décharge pour différentes valeurs du coefficient k_c : $k_c=4,5$ pour le cas n°1, $k_c=8$ pour les cas n°2 et 3

II-2. Origine des oscillations lors de l'amorçage de la décharge

Afin de définir pourquoi une augmentation de fréquence conduit inéluctablement à une déstabilisation de la décharge durant son amorçage nous avons étudié, pour les trois cas présentés précédemment, l'évolution des principales grandeurs électriques de la décharge durant son amorçage en limite de régime de Townsend. Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur la variation du courant en terme d'amplitude, de durée et également de pente. Dans un deuxième temps, nous analyserons la variation de la pente des tensions V_a , V_g ainsi que du champ électrique E au moment de l'amorçage de la décharge.

II-2-1. Etude de la variation du courant durant l'amorçage de la décharge

Un phénomène oscillant pouvant dépendre de l'amplitude et de la durée de la sollicitation, nous avons comparé pour les trois cas présentés précédemment l'amplitude et la durée de la variation du courant durant l'amorçage de la décharge ainsi que la pente maximale du courant (Figure 127). La valeur de ces différents paramètres a été reportée quelle que soit l'origine de la limite d'obtention de la DTPA. Les Figures 128 et 129 présentent respectivement la variation de l'amplitude du courant et la durée de cette variation en fonction de la fréquence d'excitation dans les trois cas considérés en limite de régime de Townsend (Figure 126).

Notons que l'amplitude de la tension appliquée est limitée par le générateur pour les fréquences inférieures à 9 kHz dans le cas n°1 et 5 kHz dans le cas n°2. Les zones entourées de pointillés représentent dans chaque cas les zones où la déstabilisation de la DTPA se produit sous forme d'oscillations durant l'amorçage de la décharge.

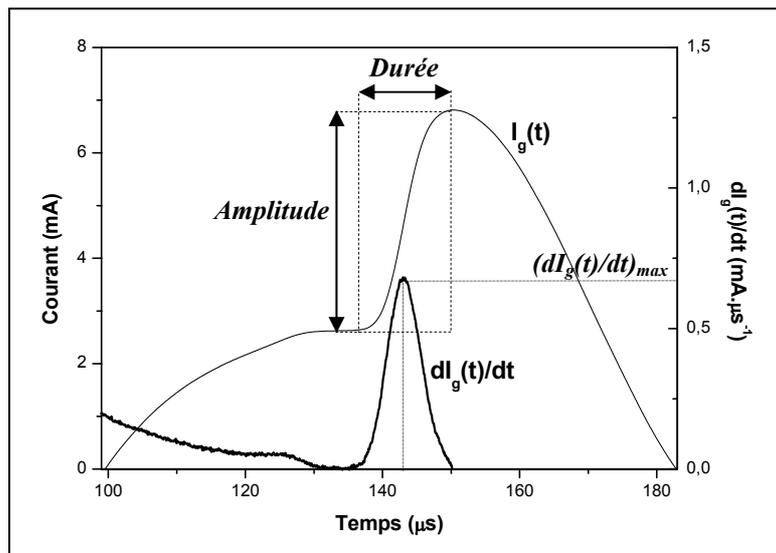


Figure 127 : Détermination de l'amplitude, de la durée et de la dérivée maximale du courant $I_g(t)$ lors de l'amorçage de la décharge (cas n°1, $f=6$ kHz et $V_a=15$ kV_{cc})

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 128, l'amplitude maximale de la variation du courant au moment de l'amorçage de la décharge décroît avec la fréquence comme sur la Figure 118. Les valeurs observées dans les cas 1 et 3 sont très proches. Du fait de la distance inter-diélectriques plus importante, l'amplitude de la variation de courant dans le cas n°2 est environ trois fois plus faible, ce qui n'empêche pourtant pas l'apparition d'oscillations lors de l'amorçage de la décharge. Il n'y a donc pas de lien direct entre l'amplitude de la variation de courant lors de l'amorçage de la décharge et l'apparition des oscillations.

Dans les conditions expérimentales étudiées, la durée de la variation du courant évolue toujours suivant une même loi de type exponentielle pour les trois cas (Figure 129). Alors que dans le *cas n°1*, les oscillations interviennent lorsque la durée de la variation de charge est inférieure à 10 μs , elles se produisent pour des durées comprises entre 6 et 22 μs dans le *cas n°2* et entre 15 et 37 μs dans le *cas n°3*. Tout comme l'amplitude de la variation de courant, la durée de la variation de charge ne peut être corrélée à l'apparition des ces oscillations.

L'étude de la dérivée maximale du courant $I_g(t)$ ne permet pas d'apporter plus de certitudes sur l'origine de cette déstabilisation (Figure 130). En effet, il apparaît clairement que la valeur maximale de la dérivée du courant $I_g(t)$ varie fortement suivant le cas considéré et décroît avec la fréquence.

En conclusion, l'apparition des oscillations observées sur le courant lorsque la fréquence augmente ne peut être corrélée directement à une variation trop importante ou trop rapide du courant au moment de l'amorçage de la décharge.

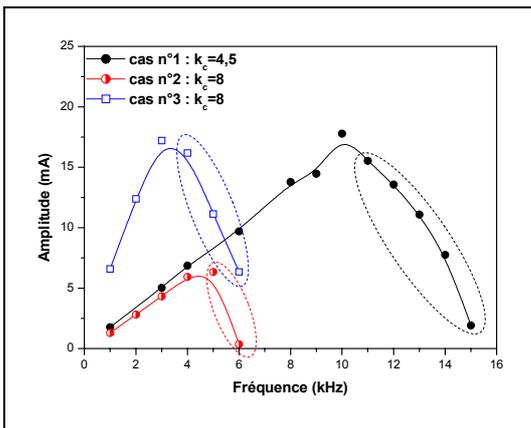


Figure 128 : Amplitude de la variation du courant lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

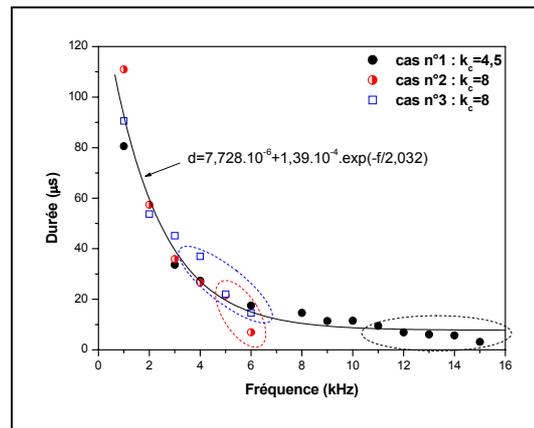


Figure 129 : Durée de la variation du courant lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

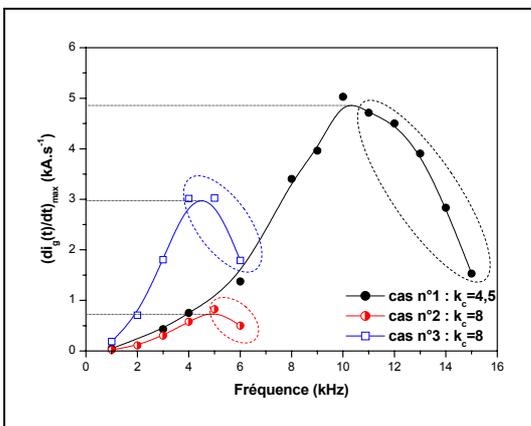


Figure 130 : Valeur maximale de la dérivée du courant $I_g(t)$ lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

II-2-2. Etude des tensions V_a et V_g et du champ électrique E lors de l'amorçage de la décharge

Nous avons vu précédemment que la fréquence maximale d'obtention de la DTPA est liée à k_c . En limite de fonctionnement de la DTPA et pour une valeur donnée de k_c , plus la fréquence augmente, plus l'amplitude maximale de la tension appliquée permettant de rester en régime de Townsend décroît, ce qui peut laisser présager d'une limite en terme de pente de la tension appliquée sur la cellule de décharge ou sur le gaz.

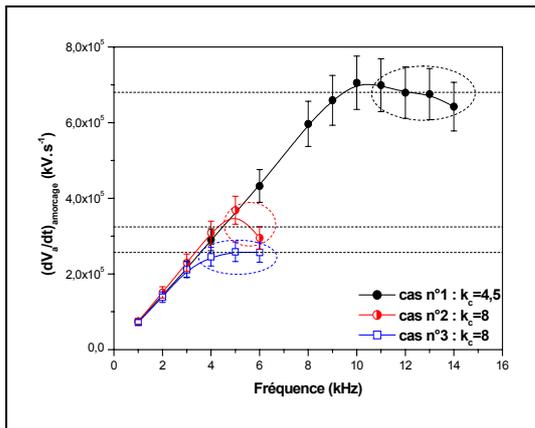


Figure 131 : Evolution de la dérivée de la tension V_a lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

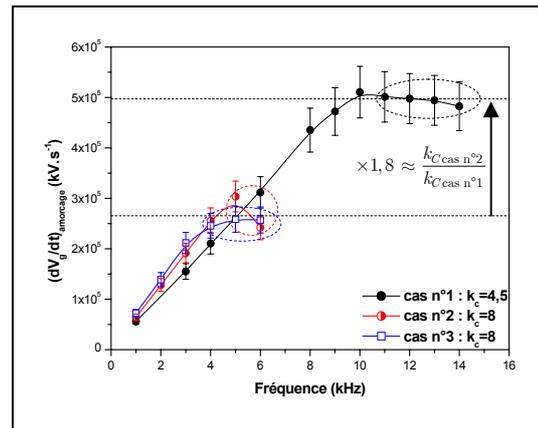


Figure 132 : Evolution de la dérivée de la tension V_g lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

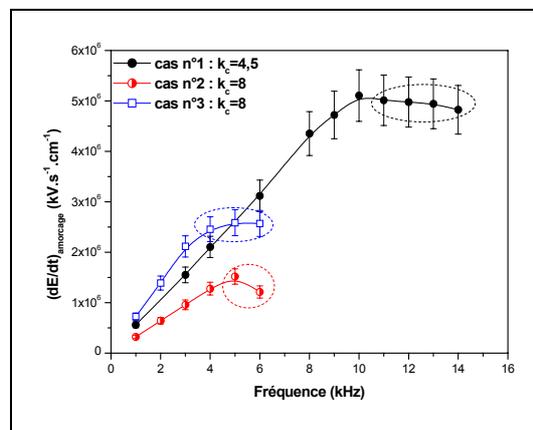


Figure 133 : Evolution de la dérivée du champ électrique E lors de l'amorçage de la décharge en fonction de la fréquence en limite de régime de Townsend dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

Les Figures 131 et 132 présentent respectivement l'évolution en fonction de la fréquence (en limite de régime de Townsend) des dérivées des tensions V_a et V_g lors de l'amorçage de la décharge. Comme précédemment, nous avons reporté tous les points mais l'amplitude de la tension appliquée est limitée par le générateur pour les fréquences inférieures à 9 kHz dans le cas n°1 et 5 kHz dans le cas n°2. Il ne faut donc considérer que les zones entourées de

pointillés qui représentent pour chaque cas les zones où la déstabilisation de la DTPA se produit durant l'amorçage de la décharge.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 131, la pente de la tension V_a est limitée. La limite dans le cas n° 1 ($k_c=4,5$) est largement supérieure aux valeurs observées dans les cas n°2 et 3 ($k_c=8$) où les valeurs limites présentent une différence d'environ 20 %. Il est par contre intéressant de remarquer sur la Figure 132, que la valeur limite de la pente de V_g dépend du paramètre k_c mais également que le rapport entre les valeurs limites est égal au rapport des valeurs de k_c . Il semble donc que l'obtention d'une DTPA est limitée par la valeur de la pente de la tension V_g lors de l'amorçage de la décharge. La Figure 133 vient corroborer le fait que la limitation est bien en terme de pente de la tension appliquée sur le gaz et non pas en terme de pente du champ électrique. Ceci confirme que cette déstabilisation n'est pas due à un phénomène physique qui dépendrait du champ électrique mais bien à des oscillations liées aux éléments parasites du circuit d'alimentation électrique qui dépendent de la tension appliquée sur le gaz.

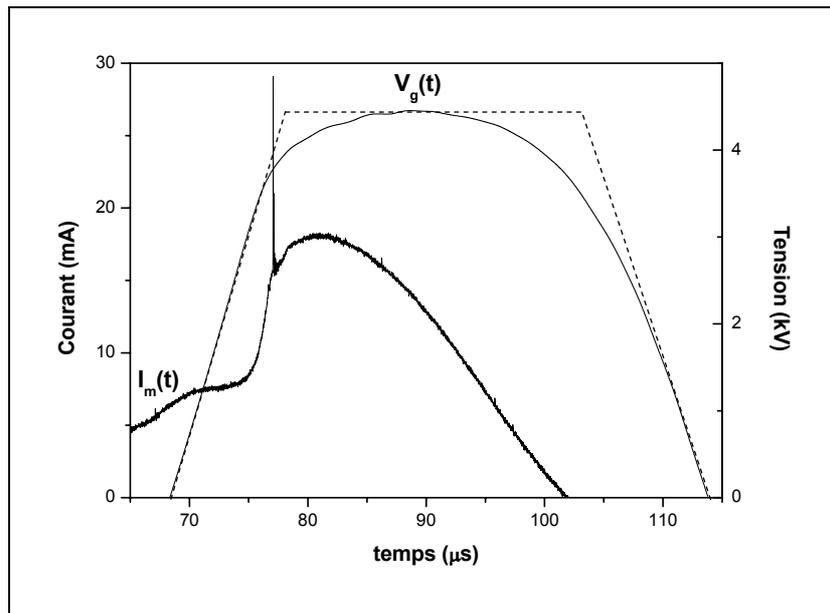


Figure 134 : Evolution temporelle du courant mesuré I_m et de la tension gaz calculée V_g en présence d'oscillations lors de l'amorçage de la décharge (cas n°1, $V_a=17,8 \text{ kV}_{cc}$, $f=11 \text{ kHz}$, $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$)

La pente de la tension V_g lors de l'amorçage de la décharge conditionne la "vitesse" à laquelle la charge vue par l'alimentation bascule d'une source de courant contrôlée par l'association série des capacités C_{ds} et C_g vers une source de courant contrôlée par la seule capacité C_{ds} . Les oscillations se produisent toujours lorsque V_g tend à se stabiliser (Figure 134). Comme le montre la Figure 132, plus la valeur de k_c est faible donc plus l'amplitude de la variation de

charge est faible, plus la “commutation” peut être rapide. Par conséquent, le domaine de fonctionnement de la DTPA est limité d’une part par la pente de la tension V_g lors de l’amorçage et d’autre part par l’amplitude de la variation de charge qui est définie par le paramètre k_c . Ceci est illustré par la Figure 135 qui représente l’évolution en fonction de la fréquence (en limite de régime de Townsend) de la dérivée de la tension V_g multipliée par la valeur de k_c lors de l’amorçage de la décharge pour les trois cas considérés. Nous constatons que quelles que soient les conditions, la limite en terme de produit k_c par la pente de la tension V_g lors de l’amorçage de la décharge est sensiblement la même.

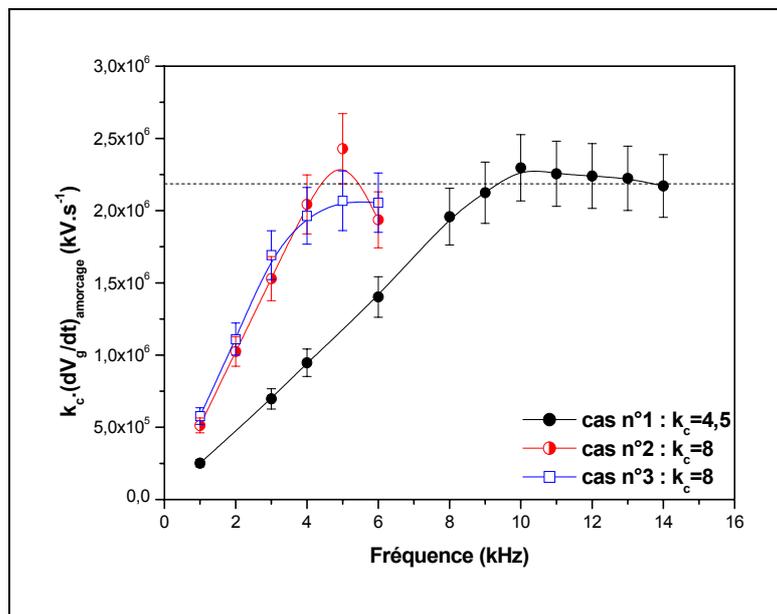


Figure 135 : Variation du produit $k_c \cdot dV_g/dt$ à l’amorçage de la décharge en fonction de la fréquence d’excitation dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

II-3. Synthèse

En résumé, les oscillations observées durant l’amorçage de la décharge sont dues à une vitesse de variation de la charge trop importante. En effet, cela correspond au moment où la charge vue par l’alimentation bascule d’une source de courant contrôlée par l’association série des capacités C_{ds} et C_g vers une source de courant contrôlée par la seule capacité C_{ds} . Cette vitesse de variation est définie par la valeur de dV_g/dt lors de l’amorçage de la décharge. Il est toutefois important de remarquer que la valeur limite de dV_g/dt dépend de la valeur du paramètre k_c . Plus k_c est faible, donc plus la variation de charge lors de l’amorçage de la décharge est faible, plus cette variation de charge peut être rapide et donc plus la fréquence

maximale d'obtention de la DTPA peut être élevée. Les valeurs limites des pentes de V_a , V_g et E sont reportées dans le Tableau 12 pour les trois cas étudiés.

	cas n°1	cas n°2	cas n°3
C_{ds} (pF)	37,26	37,26	106
C_g (pF)	10,62	5,31	15
$k_c=1+C_{ds}/C_g$	4,5	8	8
V_{amax} (kV _{cc})	<i>Limitée par le générateur et l'isolation du circuit électrique</i>		
f_{max} (kHz)	15	6	6
$(dV_a/dt)_{max}$ (kV.s ⁻¹)	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$3,24 \cdot 10^{-5}$	$2,56 \cdot 10^{-5}$
$(dV_g/dt)_{max}$ (kV.s ⁻¹)	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$
$(dE/dt)_{max}$ (kV.s ⁻¹ .cm ⁻¹)	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	$2,65 \cdot 10^{-5}$

Tableau 12 : Récapitulatif des valeurs des différents paramètres pour les trois cas étudiés

III. COMMENT AUGMENTER LA PUISSANCE DISSIPÉE DANS LA DTPA ?

Nous avons mis en évidence les deux origines distinctes de la déstabilisation de la DTPA. D'une part, la fréquence maximale d'excitation de la DTPA est limitée par la présence d'oscillations sur le courant durant l'amorçage de la décharge, ces oscillations pouvant conduire à la filamentation de la décharge. Et d'autre part, l'amplitude maximale de la tension appliquée est limitée par l'apparition de micro-décharges dans le gaz.

Nous avons également montré qu'une diminution de la valeur de $k_c=C_{ds}/C_g+1$ peut autoriser un fonctionnement de la DTPA à une fréquence plus élevée. Or, d'une part le paramètre k_c est proportionnel à C_{ds} , la capacité équivalente des diélectriques, et d'autre part le courant dans la décharge amorcée a , rappelons-le, comme expression : $i_g(t)=C_{ds} \cdot dV_a(t)/dt$. Cette expression indique donc qu'une réduction de k_c obtenue par une diminution de C_{ds} doit être accompagnée d'une augmentation de la fréquence suffisante pour maintenir voire augmenter la valeur du courant. Nous étudierons donc dans un premier temps l'influence de ce paramètre sur la puissance dissipée dans la décharge. Dans une deuxième partie, nous proposerons des solutions envisageables pour augmenter la puissance, y compris dans le cas où la tension maximale d'alimentation de la DTPA est bornée.

III-1. Influence du rapport k_c sur la puissance maximale dissipée dans la DTPA

La diminution du rapport k_c , qui correspond au rapport entre la source de courant vue par l'alimentation durant la décharge et entre deux décharges (Eq. 64), permet d'augmenter la fréquence maximale de la DTPA. La réduction de ce paramètre s'obtient, soit par l'augmentation de la capacité C_g , soit par la diminution de la capacité C_{ds} .

L'augmentation de la capacité C_g et donc la diminution de l'espace inter-diélectriques n'est pas aisée d'un point de vue technologique. En effet, généralement les distances inter-diélectriques utilisées sont de l'ordre du millimètre ; les réduire à quelques centaines de μm pourrait poser quelques problèmes dans le cadre d'un procédé industriel avec défilement d'un substrat dans la zone de décharge.

La diminution de la valeur de C_{ds} semble plus facilement réalisable. Il suffit d'augmenter l'épaisseur des diélectriques ou simplement d'utiliser des matériaux de plus faible permittivité relative, tels que le verre par exemple ($3 < \epsilon_r < 5$). Cependant, à fréquence et amplitude données de la tension d'alimentation, la diminution de C_{ds} conduit inéluctablement à une diminution du courant de décharge ($I_g(t) = C_{ds} \cdot dV_a(t)/dt$ lorsque $V_g \approx \text{cste}$) et par conséquent de la puissance dissipée. Cette réduction doit donc être compensée par l'augmentation de la fréquence d'excitation de la décharge. La diminution de C_{ds} entraîne également l'augmentation de la tension appliquée nécessaire afin d'amorcer la décharge.

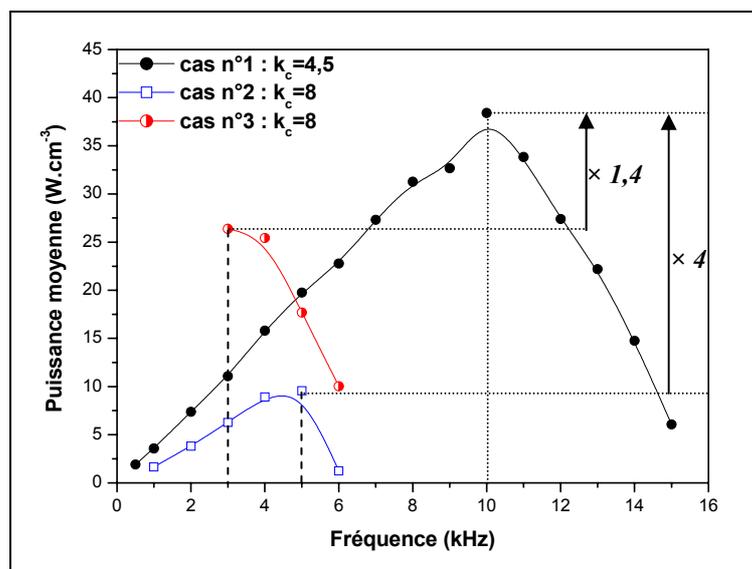


Figure 136 : Evolution de la puissance volumique moyenne dissipée dans la décharge en limite de transition en régime filamentaire dans les cas 1 ($k_c=4,5$), 2 et 3 ($k_c=8$)

La Figure 136 présente l'évolution de la puissance volumique moyenne dissipée dans la décharge en limite de régime de Townsend pour les trois cas étudiés précédemment. Rappelons, que l'amplitude de la tension appliquée et donc la puissance dissipée sont limitées par le générateur pour les fréquences inférieures à 9 kHz dans le *cas n°1* et 5 kHz dans le *cas n°2*. Il apparaît clairement qu'une valeur de k_c plus faible permet d'augmenter de façon non négligeable la puissance dissipée. En effet, nous observons pour le *cas n°1* une augmentation de la puissance d'un facteur 1,4 par rapport au *cas n°3* et d'un facteur 4 par rapport au *cas n°2*. Il convient néanmoins de nuancer la très forte augmentation constatée entre les *cas n°2* et *n°1* par le fait que la tension maximale appliquée sur la cellule de décharge est limitée à 24 kV_{cc}. Or dans le *cas n°2*, la distance inter-diélectriques a été portée à 2 mm, par conséquent, la tension de claquage est nettement supérieure à celle observée dans les deux autres cas. La relativement faible puissance mesurée provient donc de la limitation en tension maximale du générateur.

En conclusion, nous pouvons dire que dans les conditions étudiées la réduction de k_c qui permet d'augmenter la fréquence maximale d'obtention d'une DTPA conduit à une puissance dissipée supérieure. Les valeurs maximales de la puissance dissipée dans la décharge pour les trois cas étudiés sont reportées dans le Tableau 13.

		cas n°1	cas n°2	cas n°3
C_{ds} (pF)		37,26	37,26	106
C_g (pF)		10,62	5,31	15
$k_c=1+C_{ds}/C_g$		4,5	8	8
P_{max}	$W.cm^{-2}$	3,8	1,9	2,6
	$W.cm^{-3}$	38	9,5	26

Tableau 13 : Récapitulatif des valeurs des différents paramètres pour les trois cas étudiés

III-2. Quel type d'alimentation électrique choisir ?

L'obtention d'une DTPA dépend fortement de l'alimentation. Nous avons en particulier montré que dans le cas d'une alimentation en tension, la dérivée de la tension V_g lors de l'amorçage de la décharge est limitée et qu'il en résulte par conséquent une limitation de la pente de la tension V_a . Ceci peut être illustré par la Figure 137 qui présente un oscillogramme du courant mesuré I_m et de la tension appliquée V_a dans le cas d'une tension d'alimentation triangulaire non symétrique pour une configuration correspondant au *cas n°1*. La pente de la tension V_a durant l'alternance positive est de $30.10^3 \text{ kV.s}^{-1}$ alors qu'elle est de $-7,2.10^5 \text{ kV.s}^{-1}$ pour l'alternance négative. Or, dans ces conditions la pente maximale permettant d'obtenir une DTPA est de $6,8.10^5 \text{ kV.s}^{-1}$ (Figure 131). Cette limitation se traduit par l'apparition de micro-décharges sur l'alternance négative alors que durant l'alternance positive le courant correspond à celui d'une décharge de Townsend.

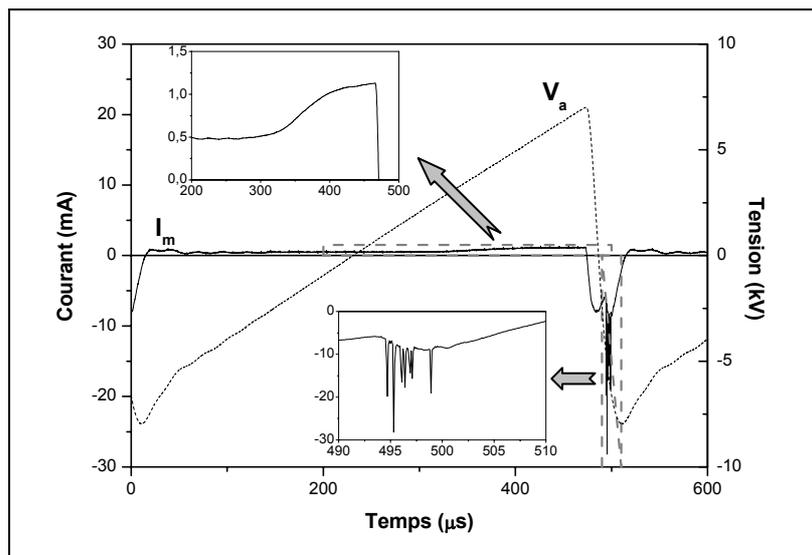


Figure 137 : Oscillogramme du courant mesuré I_m et de la tension appliquée V_a dans le cas d'une tension d'alimentation triangulaire non symétrique (*cas n°1*, $f=2 \text{ kHz}$, $V_a=15 \text{ kV}_{cc}$)

III-2-1. Différentes structures d'alimentation pouvant être utilisées pour générer une DTPA

Les mécanismes à l'origine de la transition DT/DF ayant été cernés, nous avons essayé de déterminer l'alimentation la mieux adaptée à la DTPA. Après avoir décrit les principales structures d'alimentation de DBD, nous nous focaliserons sur celle qui semble la plus adaptée.

La limitation en terme de pente de la tension appliquée sur le gaz $V_g(t)$ empêche d'utiliser une alimentation impulsionnelle comme c'est souvent le cas dans les procédés Corona [24]. Par

conséquent, nous ne considérons que des sources de tensions sinusoïdales ou des sources de courant.

a) Amplificateur de puissance et transformateur

Ce type de structure correspond à celui utilisé pour cette étude (Figure 138). Le signal de référence fourni par un générateur de fonction est amplifié au moyen d'un amplificateur de puissance. En sortie de l'amplificateur se trouve une résistance de protection en série avec le primaire d'un transformateur élévateur. Au secondaire du transformateur se trouve la cellule de décharge en série avec une résistance permettant de mesurer l'intensité du courant.

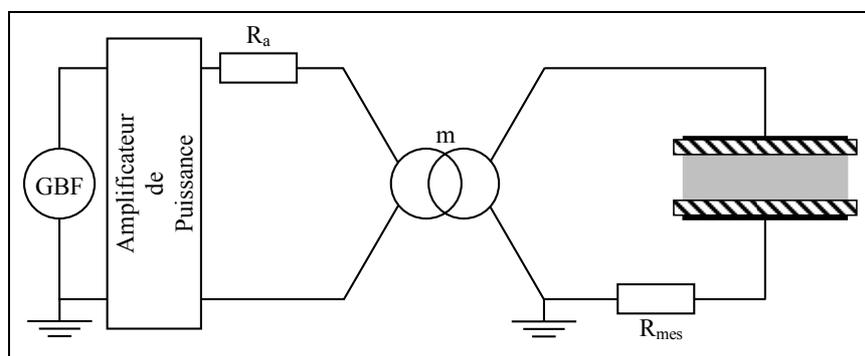


Figure 138 : Schéma de principe de l'alimentation de la décharge par le biais d'un amplificateur de puissance et d'un transformateur élévateur

Si dans le cadre d'une étude en laboratoire cette structure présente de nombreux avantages, comme par exemple de pouvoir alimenter la cellule de décharge avec des formes d'onde diverses (sinus, triangle, pré-programmées ...), son utilisation dans un contexte industriel n'est pas envisageable. Plusieurs arguments peuvent le justifier. Nous n'en citerons qu'un seul, peut être le plus important, à savoir le rendement très faible lié à l'utilisation de composants en régime linéaire avec donc des pertes en conduction très élevées.

Comme autre possibilité d'alimentation à des fins d'études seulement, on peut citer l'utilisation d'amplificateur linéaire haute-tension, obtenu par mise en série de transistors fonctionnant là encore en régime linéaire. Trek propose par exemple des amplificateurs linéaire pouvant fournir jusqu'à 30 mA sous 30 kV [97]. Là encore, le rendement est très faible, mais l'absence de transformateur dans l'étage de sortie permet, si besoin est, d'obtenir une tension continue.

Pour réduire les pertes dans les semi-conducteurs, le régime de commutation est évidemment le plus favorable ; il se rencontre dans les alimentations à résonance, les commutateurs de courant ou encore dans les amplificateurs de sonorisation de très forte puissance.

b) Convertisseurs à résonance

Les convertisseurs à résonance sont couramment utilisés pour l'alimentation de décharge [24,98,99,100,101,102]. La Figure 139 présente les schémas de principe des deux principales structures, dont nous ne détaillerons pas le fonctionnement [83].

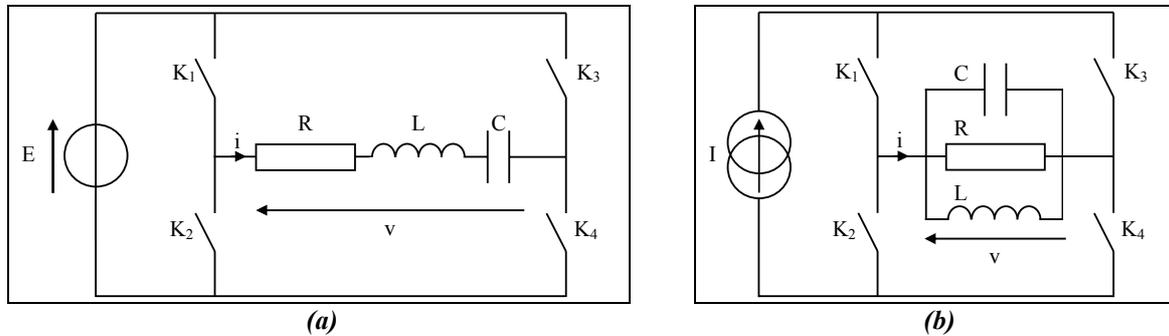


Figure 139 : Schémas de principe des convertisseurs à résonance (a) série, (b) parallèle

Dans le cas d'un convertisseur à résonance parallèle, l'objectif est d'alimenter un circuit résonant RLC par un créneau de courant de fréquence proche de la fréquence de résonance du circuit RLC (Eq. 65). Dans ce cas, la tension $v(t)$ aux bornes de la charge est sinusoïdale, avec les limitations que nous avons mis en évidence précédemment : dV_g/dt lors de l'amorçage de la décharge limitée ce qui entraîne une limitation de la durée d'allumage de la décharge à environ 60 % du temps, limitation de la fréquence maximale, ...

Le convertisseur à résonance série est le dual du parallèle. Par conséquent, un circuit RLC série est alimenté par un créneau de tension de fréquence proche de la fréquence de résonance. Il en résulte dans la charge un courant $i(t)$ sinusoïdal. L'utilisation d'un convertisseur à résonance série permet théoriquement d'augmenter la durée d'allumage de la décharge [62]. Cependant, la limitation du courant de décharge (IV-I-3-1) entraîne une limitation de la puissance tout comme dans le cas d'une alimentation en tension sinusoïdale.

$$f_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} \quad \text{Eq. 65}$$

La DTPA est de nature capacitive, il suffit donc de rajouter une inductance en série ou en parallèle pour obtenir un circuit oscillant. Il n'est par contre pas possible de fonctionner exactement à la résonance puisque, comme nous l'avons mis en évidence dans le chapitre précédent, la valeur de la capacité varie durant l'amorçage de la décharge. Il en résulte donc une variation de la fréquence de résonance f_0 du circuit. Cependant, à cause du fort niveau de

tension requis par la DTPA, il faut intercaler un transformateur élévateur entre le convertisseur à résonance et la cellule de décharge.

L'inconvénient majeur d'une structure à résonance est son manque de flexibilité. En effet, la fréquence d'excitation doit être proche de f_0 (Eq. 65) ; le réglage de la puissance s'obtient par un réglage de la fréquence au voisinage de cette fréquence de résonance, ce qui aura comme effet de modifier simultanément la fréquence mais également la tension appliquée sur la cellule de décharge. Le contrôle de puissance est alors profondément non linéaire. D'autre part, si le caractère capacitif de la décharge est utilisé comme partie intégrante du circuit oscillant, il s'ensuit que le dimensionnement de l'inductance est directement lié à celui du réacteur. Le choix de ce type de structure conduit donc à un redimensionnement quasi-systématique des éléments de l'alimentation.

c) Commutateur de courant

La Figure 140 présente le schéma de principe de cette structure qui produit des créneaux de courant. Comme dans le cas de l'utilisation d'un convertisseur à résonance, il faut intercaler un transformateur élévateur entre la sortie du commutateur de courant et la cellule de décharge.

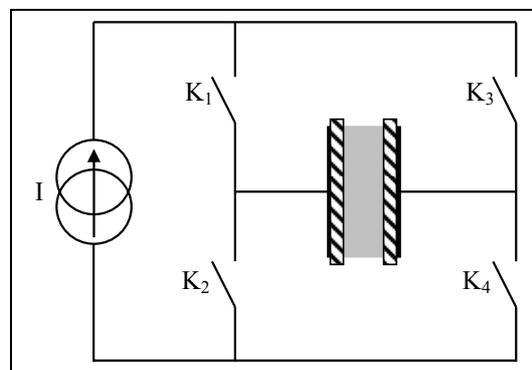


Figure 140 : Schéma de principe de l'alimentation de la décharge par un commutateur de courant

La charge étant de type capacitive les tensions V_a et V_g augmentent linéairement jusqu'au claquage du gaz (Figure 141). A cet instant, la capacité équivalente à la cellule de décharge vue par l'alimentation augmente ce qui entraîne une diminution de la pente de la tension V_a qui continue à augmenter jusqu'à l'alternance suivante. A fréquence donnée, il est ainsi possible d'augmenter la durée d'allumage de la décharge par rapport à une alimentation en tension sinusoïdale en agissant uniquement sur l'amplitude du courant en sortie du commutateur. La conséquence est que plus la durée d'allumage de la décharge est importante,

plus la valeur crête de la tension V_a augmente. Nous allons comparer commutateur de courant et alimentation en tension sinusoïdale afin de définir quelle est la structure la plus adaptée à la DTPA.

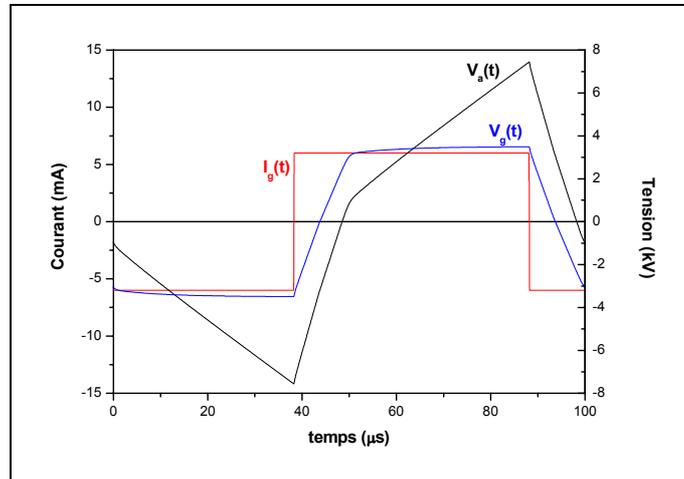


Figure 141 : Exemple d'évolutions temporelles simulées de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, et du courant dans le gaz, $I_g(t)$, dans le cas d'une alimentation par un commutateur de courant ($f=10$ kHz, $I=\pm 6$ mA)

III-2-2. Comparaison de l'alimentation en tension sinusoïdale et d'un commutateur de courant

Nous avons mis en évidence dans la première partie de ce chapitre que la déstabilisation observée après le maximum de courant est due à un courant trop important imposé par la source. Dans le cas d'une tension d'alimentation sinusoïdale, le maximum du courant de décharge correspond à l'instant où la charge du diélectrique s'annule, entraînant ainsi une forte diminution du coefficient d'émission secondaire. Afin de permettre le passage du courant imposé par la source, l'ionisation dans le gaz augmente ce qui se traduit par un accroissement du champ électrique qui entraîne l'apparition de micro-décharges visibles sur la mesure du courant lorsque celui-ci devient suffisamment élevé.

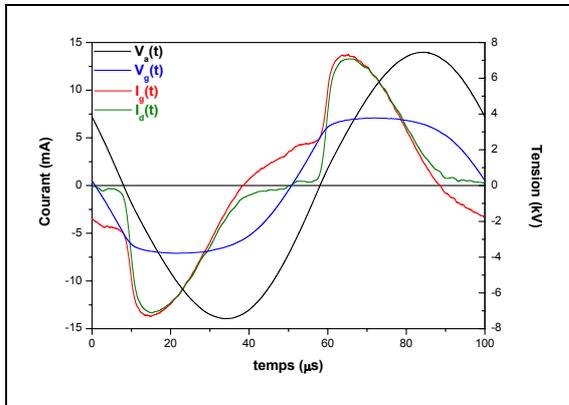
Dans un premier temps, nous étudierons le comportement électrique de la DTPA alimentée par un commutateur de courant à partir de résultats de simulation. Puis dans un second temps, nous quantifierons l'augmentation possible de la puissance dissipée dans la décharge en utilisant un commutateur de courant.

Nous avons étudié le comportement électrique de la DTPA dans le cas d'une alimentation par un commutateur de courant en utilisant le modèle de la DTPA couplé à une source idéale de créneaux de courant. Pour une même fréquence d'excitation ($f=10$ kHz), les relevés expérimentaux, pour une alimentation en tension sinusoïdale, des grandeurs $V_a(t)$, $V_g(t)$, $I_g(t)$

et $I_d(t)$ (Figure 142-a) ont été comparés aux résultats de simulation obtenus avec une alimentation en courant carré pour une même valeur crête de la tension appliquée (Figure 142-b) puis pour une même valeur crête du courant de décharge (Figure 142-c).

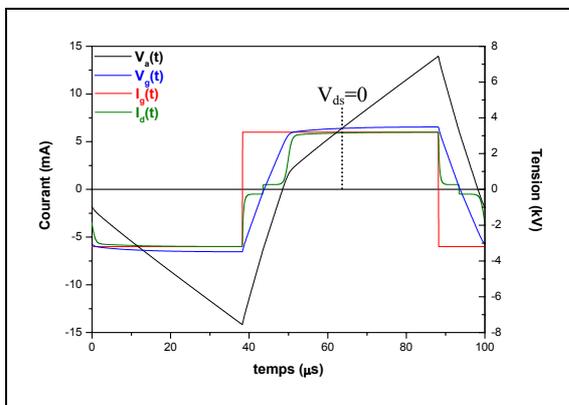
Pour une même valeur crête de la tension appliquée, bien que le courant de décharge soit nettement inférieur dans le cas d'une alimentation en courant carré, l'augmentation de la durée d'allumage de la décharge permet d'obtenir une valeur de la puissance dissipée dans la décharge relativement proche. En effet, dans le cas de la Figure 142-a, la puissance est de $1,6 \text{ W.cm}^{-2}$ alors qu'elle est de $1,3 \text{ W.cm}^{-2}$ dans le cas de la Figure 142-b.

Pour une même valeur crête du courant de décharge (Figure 142-c), nous pouvons constater que la décharge est allumée durant 90 % de la période alors qu'elle ne l'est que durant 64 % dans le cas de la Figure 142-a. Cette augmentation de la durée d'allumage permet d'augmenter considérablement la puissance dissipée dans le gaz. En effet, dans ce cas la puissance est de $3,8 \text{ W.cm}^{-2}$ soit une augmentation de 138 %. Néanmoins, cela entraîne une forte augmentation de la tension appliquée sur la cellule de décharge : dans le cas de la Figure 142-c, la tension crête à crête est de 26 kV. Toutes ces valeurs sont reportées dans le Tableau 14.

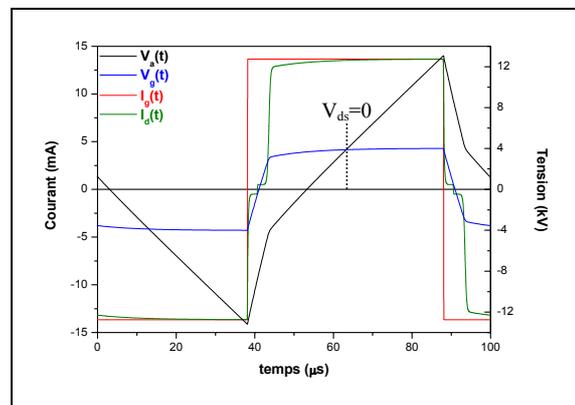


(a)

Figure 142 : Comparaison de la tension appliquée, $V_a(t)$, de la tension gaz, $V_g(t)$, du courant dans le gaz, $I_g(t)$, et du courant de décharge, $I_d(t)$, pour différents types d'excitation à même fréquence ($f=10 \text{ kHz}$)
(a) Relevé expérimental dans le cas d'une source de tension sinusoïdale ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$)
(b) Simulation du comportement d'un commutateur de courant dans le cas où l'amplitude de $V_a(t)$ est la même que pour (a) ($V_a=15 \text{ kV}_{cc}$)
(c) Simulation du comportement d'un commutateur de courant dans le cas où la valeur maximale de $I_d(t)$ est la même que pour (a) ($f=10 \text{ kHz}$, $I_g=\pm 13,7 \text{ mA}$)



(b)



(c)

	Source de tension sinusoïdale	Commutateur de courant	
V_a (kV _{cc})	15	15	26
I_{dmax} (mA)	13,7	6	13,7
P (W.cm ⁻²)	1,6	1,3 - 17,8 %	3,8 + 138 %
t_{on}/t_{total}	64 %	80 % $\times 1,25$	90 % $\times 1,4$

Tableau 14 : Comparaison de différentes grandeurs caractéristiques (V_a , P , t_{on}/t_{off}) à $f=10$ kHz pour une alimentation en tension sinusoïdale (relevé expérimental) et pour une alimentation par un commutateur de courant (simulations) à même V_{amax} ou même I_{dmax}

Une analyse des courbes Figure 142 et des données du Tableau 14 montre que l'utilisation d'un commutateur de courant permet d'augmenter de manière significative la durée d'allumage de la décharge ce qui pour une même valeur crête du courant de décharge permet d'augmenter la puissance dissipée dans le gaz (Figure 142 a et c).

Notons qu'à l'amorçage de la décharge la pente de la tension appliquée sur le gaz, $dV_g(t)/dt$, est plus importante que dans le cas d'une alimentation en tension sinusoïdale. Néanmoins, dans ce cas $dV_g(t)/dt$ décroît beaucoup plus rapidement ce qui doit permettre d'augmenter la limite en terme de $\frac{dV_g}{dt} \cdot (C_{ds} + C_g/C_g)$ mise en évidence précédemment. Rappelons que dans le cas d'une alimentation en tension sinusoïdale, cette limite dépend du circuit électrique d'alimentation considéré et en particulier de ses imperfections.

On remarque également que dans le cas d'une alimentation par des créneaux de courant, la tension $V_{ds}(t)$ est triangulaire et déphasée de $\pi/2$ par rapport au courant. Il en résulte que pendant au minimum 50 % de la durée de la décharge, le diélectrique recouvrant la cathode n'est plus chargé négativement. Or, nous avons mis en évidence précédemment que cela entraîne une importante diminution du coefficient d'émission secondaire γ jusqu'à ce que celui-ci devienne égal au coefficient d'émission secondaire intrinsèque du matériau. Par conséquent, afin de maintenir le courant dans la décharge constant, la diminution de γ est compensée par une augmentation de l'ionisation dans le gaz. Cela se traduit par une élévation du champ électrique qui peut entraîner la formation de grandes avalanches conduisant à l'apparition de micro-décharges lorsque ce champ devient suffisamment élevé. Il est donc primordial de limiter la valeur maximale du courant délivrée par le commutateur afin d'éviter l'apparition de micro-décharges. La valeur maximale du courant que doit fournir le

commutateur de courant dépend principalement de la densité du gaz (donc de sa température et de sa pression).

A l'inverse, la durée d'allumage minimale de la décharge est égale à 50 % de la période, ce qui garantit de manière intrinsèque un amorçage de la décharge lorsque le diélectrique recouvrant la cathode est chargé négativement.

Nous avons vu précédemment que dans le cas n°1 ($d=1$ mm et $k_c=4,5$), pour une alimentation en tension sinusoïdale, la puissance maximale est de $3,84 \text{ W.cm}^{-2}$. Cette puissance est obtenue pour une fréquence d'excitation de 10 kHz et une valeur maximale du courant de décharge de 24,7 mA. Les résultats de simulation montrent que pour une même valeur maximale du courant, l'utilisation d'un commutateur de courant permettrait d'obtenir une puissance dissipée dans la décharge de $5,4 \text{ W.cm}^{-2}$. Soit une augmentation de la puissance de 40 % ! Cependant, dans ce cas l'amplitude de la tension appliquée serait égale à 40 kV_{cc} , ce qui peut poser des problèmes d'isolation électrique.

Les avantages principaux du commutateur de courant sont d'une part l'absence d'adaptation d'impédance à réaliser et par conséquent la possibilité de s'affranchir aisément des variations de paramètres (puissance, valeurs des capacités C_g et C_{ds} , ...).

III-3. Synthèse

Deux voies différentes ont été explorées afin d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge : diminuer l'amplitude de la variation de charge lors de l'amorçage de la décharge et augmenter la durée d'allumage de la décharge.

La première voie, qui concerne le cas où la DTPA est alimentée par une source de tension utilisant un transformateur, consiste à diminuer l'amplitude de la variation de charge, définie par le paramètre k_c , égal à $(C_{ds}+C_g)/C_g$, lors de l'amorçage de la décharge. Pour cela, le moyen le plus simple consiste à diminuer la valeur de la capacité diélectrique C_{ds} , soit en augmentant l'épaisseur des diélectriques soit en diminuant leurs permittivités relatives. En effet, comme nous l'avons mis en évidence dans la partie précédente, la diminution de k_c entraîne une augmentation de la variation de V_g admissible et donc de la fréquence maximale d'obtention de la DTPA avec une alimentation en tension sinusoïdale. Bien que la diminution de la valeur de la capacité C_{ds} entraîne, à fréquence donnée, une diminution du courant de décharge et donc de la puissance dissipée dans le gaz, la puissance maximale pouvant être dissipée dans le gaz augmente de façon non négligeable. La puissance maximale dissipée

initialement de $2,6 \text{ W.cm}^{-2}$ a pu être portée à $3,8 \text{ W.cm}^{-2}$, soit une augmentation de 46 %, en adaptant le paramètre k_c .

La deuxième approche est plus spécifiquement liée à la structure de l'alimentation électrique. Les résultats de simulation montrent que l'alimentation de la DTPA par un commutateur de courant permettrait d'augmenter la durée d'allumage de la décharge ce qui aurait pour effet d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge. En effet, d'après les résultats de simulation, cela permettrait d'obtenir une puissance maximale dissipée dans la décharge d'environ $5,4 \text{ W.cm}^{-2}$, soit une augmentation de la puissance de 40 %. Cette augmentation est due à la possibilité de maintenir la décharge allumée sur une durée plus longue. D'après les résultats de simulation, il serait ainsi possible d'obtenir l'allumage de la décharge durant 90 % de la période. Bien évidemment, tout ceci n'a été étudié qu'en simulation et il serait nécessaire de le valider expérimentalement. Cependant, l'utilisation d'un commutateur de courant pour générer une DTPA semble être la solution la plus intéressante dans l'optique du développement d'un procédé industriel.

IV. CONCLUSION

L'étude du comportement de la DTPA lors de sa transition en régime de décharge filamentaire a permis de définir deux causes de déstabilisation. La première qui se visualise par une succession de pics de courant après le maximum du courant est due à un courant imposé par l'alimentation électrique trop important au moment où le coefficient d'émission secondaire γ est égal au coefficient d'émission secondaire intrinsèque du matériau. Par conséquent, afin de permettre le passage du courant imposé par la source, l'ionisation dans le gaz augmente ce qui se traduit par un accroissement du champ électrique qui entraîne l'apparition de micro-décharges visibles sur la mesure du courant lorsque celui-ci devient suffisamment élevé. La deuxième cause de déstabilisation provient d'une variation trop importante ou trop rapide de la charge vue par l'alimentation lors de l'amorçage de la décharge, ce qui engendre des oscillations dues aux éléments parasites du circuit d'alimentation sur le courant de décharge.

Ces deux types de déstabilisation en régime de décharge filamentaire induisent une limitation du maximum de courant de décharge, I_{dmax} , ainsi que du produit $\frac{dV_g}{dt} \cdot \left(\frac{C_{ds}}{C_g} + 1 \right)$. Le courant I_{dmax} étant défini par dV_a/dt , cela entraîne une limitation en fréquence et en amplitude

de la tension appliquée qui définissent le domaine de fonctionnement de la DTPA. Cela se traduit par une limitation de la puissance dissipée dans la décharge. A partir des résultats expérimentaux, de la compréhension des phénomènes physiques de la décharge lors de sa déstabilisation en régime filamentaire ainsi que des modèles électriques de l'alimentation et de la DTPA développés précédemment, nous avons mis en évidence trois solutions pour augmenter la puissance dans la décharge :

- L'augmentation de la température du gaz par le biais d'un préchauffage du gaz avant son entrée dans la zone de décharge ou plus simplement par l'effet de la puissance dissipée durant la décharge, entraîne une diminution de la tension de claquage de la décharge et donc une augmentation de la puissance quelle que soit l'alimentation considérée.
- L'augmentation de I_{dmax} en limitant l'amplitude de la variation de charge vue par l'alimentation lors de l'amorçage de la décharge. Afin de réduire cette variation que nous avons définie par le paramètre k_c , égal à $(C_{ds}+C_g)/C_g$, il faut diminuer l'écart entre les valeurs de C_{ds} et de $C_{ds} \cdot C_g / (C_{ds} + C_g)$. Plus la valeur de k_c est faible, plus la variation de charge lors de l'amorçage de la décharge est faible, plus la fréquence et la puissance maximale augmentent.
- Et enfin, la dernière solution étudiée concerne l'augmentation de la durée d'amorçage de la décharge par l'utilisation d'un commutateur de courant. Cette structure d'alimentation semble être la solution la plus intéressante dans l'optique du développement d'un procédé industriel. En effet, les résultats de modélisation ont montré que cela permettait d'augmenter d'environ 40 % la puissance maximale dissipée dans la décharge et également d'obtenir une durée d'allumage pouvant atteindre 90 % de la période pour une fréquence de 10 kHz et une amplitude de la tension appliquée de 40 kV_{cc}.

Ainsi, cette étude a permis d'augmenter la puissance maximale dissipée la DTPA de 2,6 W.cm⁻² à 3,8 W.cm⁻² (+ 46 %) pour une alimentation par un amplificateur de puissance et un transformateur et de définir comment augmenter la puissance dissipée dans la décharge jusqu'à 5,4 W.cm⁻² en utilisant un commutateur de courant. Soit une augmentation de la puissance de 40 %. Ceci n'a cependant pas été validé expérimentalement.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Des travaux précédents ont montré l'intérêt de la Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA) dans le cas de traitements de surface. En effet, celle-ci peut, par exemple, être aussi bien utilisée pour l'activation de surface de films polymères, que pour les dépôts de couches minces. Néanmoins, les conditions d'obtention de cette décharge étaient trop limitées et trop mal comprises pour pouvoir développer un procédé de traitement de surface industriel. De plus, le temps de traitement apparaissait trop long pour des applications industrielles à grande échelle. Or, l'augmentation de la vitesse de traitement passe par un accroissement de la puissance dissipée dans la décharge a priori antinomique avec une décharge de Townsend.

Dans ce cadre, les objectifs de ce travail étaient, en premier lieu, l'amélioration de la compréhension de la physique de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique en gaz vecteur azote afin de définir en particulier l'origine des différentes causes de sa déstabilisation qui limite la puissance dissipée dans la décharge. La démarche adoptée a consisté en une étude fine du couplage entre le générateur et la décharge. Pour ce faire, des modèles de type circuit de l'alimentation électrique et de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique ont été développés sur la base des observations expérimentales.

La modélisation de l'alimentation, étape préalable à celle de la DTPA, a permis de mettre en évidence que dans la structure utilisée, à savoir amplificateur de puissance associé à un transformateur élévateur, le transformateur est l'élément clé de ce système d'alimentation. Sa modélisation sous forme circuit a été réalisée de façon à tenir compte de ses différentes pertes et imperfections. Ainsi, le modèle obtenu tient évidemment compte des résistances et inductances de fuites des enroulements primaires et secondaires, ainsi que des pertes fer dans le circuit magnétique et de l'inductance de magnétisation ; mais également des capacités de couplages des enroulements primaires et secondaires. La comparaison des relevés expérimentaux et des résultats de simulation tant d'un point de vue fréquentiel que temporel a permis de valider ce modèle sur la plage de fréquence allant de 1 à 300 kHz, ce qui est suffisant puisque les fréquences utilisées pour alimenter la DTPA sont comprises entre 1 et 20 kHz.

L'étude des caractéristiques électriques de la DTPA a permis de confirmer le claquage de type Townsend avec une augmentation exponentielle du courant en fonction de la tension et une variation du coefficient d'émission secondaire de la cathode durant la décharge. L'analyse de la tension gaz et du courant circulant dans le gaz a également permis de mettre en évidence une particularité de cette décharge. Après le claquage, la tension gaz devient quasi constante et le courant circulant dans le gaz est imposé par le circuit extérieur au moyen de la capacité équivalente aux diélectriques solides C_{ds} . La décharge est alors alimentée en courant et la tension gaz s'ajuste pour maintenir le courant alors que le coefficient d'émission secondaire varie. L'amplitude du courant est alors égale à $C_{ds}.dV_a/dt$.

Ainsi, à partir des résultats expérimentaux et de la compréhension de la physique de la décharge, nous avons développé un modèle électrique de type circuit de la DTPA prenant en compte les principaux phénomènes physiques de cette décharge. Ce modèle qui permet d'avoir une vision macroscopique de la décharge, nous a permis de quantifier l'influence de la variation de l'émission secondaire sur la tension de claquage du gaz et de mettre en évidence que ce phénomène ne permet pas à lui seul d'expliquer la totalité de la diminution de la tension de claquage du gaz observée avec l'augmentation de la fréquence d'excitation. Le second phénomène intervenant dans cette diminution est attribué à une élévation de la température du gaz. En effet, d'après la loi des gaz parfaits, à pression et volume constants, l'élévation de la température d'un gaz conduit à une diminution de sa densité et par conséquent de sa tension de claquage. La variation de la température du gaz a été déterminée par des mesures de la température de surface des diélectriques mais également de la température rotationnelle du second système positif de l'azote. Nous avons ainsi pu montrer que pour une vitesse du gaz donnée, l'élévation de température du gaz est une fonction linéaire de la puissance. Par conséquent, dans le cas d'une DTPA, connaissant la vitesse du gaz, la mesure de la puissance dissipée dans la décharge permet d'estimer la température du gaz, qui est un paramètre indispensable pour décrire le comportement électrique de la décharge.

Une fois couplé au modèle de l'alimentation, ce modèle a été validé par comparaison de résultats expérimentaux et de simulation pour différentes conditions de fréquence d'excitation, d'amplitude de la tension appliquée et de type d'excitation (sinusoïdal et triangulaire). Il est clairement apparu que, quelles que soient les conditions, les résultats de simulation sont en parfait accord avec les mesures expérimentales.

Après avoir développé le modèle de l'alimentation et de la DTPA, nous nous sommes intéressés à la transition en régime de décharge filamentaire. Dans l'azote, le claquage de Townsend est une condition nécessaire mais non suffisante pour éviter la formation de streamer. En effet, deux causes de déstabilisation après un claquage de Townsend ont été mises en évidence. La première qui se visualise par une succession de pics de courant après le maximum du courant est due à un courant imposé par l'alimentation électrique trop important au moment où le coefficient d'émission secondaire γ décroît jusqu'à être égal au coefficient d'émission secondaire intrinsèque du matériau. Par conséquent, afin de permettre le passage du courant imposé par la source, l'ionisation dans le gaz augmente ce qui se traduit par un accroissement du champ électrique qui entraîne le développement d'avalanches électroniques de grande dimension et l'apparition de micro-décharges visibles sur la mesure du courant lorsque celui-ci devient suffisamment élevé. Cette déstabilisation conduit à une limitation du maximum de courant de décharge, I_{dmax} , c'est à dire du produit $C_{ds}.dV_a/dt$. Le modèle a montré que la deuxième cause de déstabilisation provient d'une variation trop importante ou trop rapide de la charge vue par l'alimentation lors de l'amorçage de la décharge, ce qui engendre des oscillations dues aux éléments parasites du circuit d'alimentation lors de l'augmentation du courant de décharge. Nous avons pu définir que le paramètre limitant est le produit $k_c.dV_g/dt$ (avec $k_c=1+C_{ds}/C_g$).

Ces déstabilisations entraînent une limitation en fréquence et en amplitude de la tension appliquée qui définissent le domaine de fonctionnement de la DTPA. Cela se traduit par une limitation de la puissance dissipée dans la décharge. A partir des résultats expérimentaux, de la compréhension des phénomènes physiques de la décharge lors de sa déstabilisation en régime filamentaire ainsi que des modèles électriques de l'alimentation et de la DTPA développés précédemment, nous avons mis en évidence trois solutions pour augmenter la puissance dans la décharge.

La première consiste à augmenter la température du gaz par le biais d'un préchauffage du gaz avant son entrée dans la zone de décharge ou plus simplement par l'effet de la puissance dissipée durant la décharge, ce qui entraîne une diminution de la tension de claquage de la décharge. Cela se traduit par un accroissement de la durée d'allumage de la décharge et donc une augmentation de la puissance pour une même valeur de l'amplitude maximale du courant. La seconde consiste à augmenter l'amplitude du courant I_{dmax} par une augmentation forte de la fréquence ($I_g(t)=C_{ds}.dV_a/dt$). Pour cela, il convient de limiter l'amplitude de la variation de charge vue par l'alimentation lors de l'amorçage de la décharge. Ceci peut être réalisé en

diminuant la valeur du paramètre k_c , qui définit le rapport entre la charge vue par l'alimentation lorsque la décharge est amorcée (C_{ds}) et la charge vue par l'alimentation lorsque la décharge est éteinte ($C_{ds} \cdot C_g / (C_{ds} + C_g)$). Une diminution de C_{ds} d'un facteur 2, nous a permis d'augmenter la puissance maximale dissipée la DTPA de $2,6 \text{ W.cm}^{-2}$ à $3,8 \text{ W.cm}^{-2}$, soit une augmentation de 46 %.

Ces deux premières solutions sont confirmées expérimentalement. La modélisation a également permis de tester une troisième possibilité qui consiste à augmenter la durée d'amorçage de la décharge par l'utilisation d'un commutateur de courant. Cette structure d'alimentation semble être la solution la plus intéressante dans l'optique du développement d'un procédé industriel. En effet, les résultats de modélisation montrent que cela permettrait d'atteindre une puissance dissipée dans la décharge environ égale à $5,4 \text{ W.cm}^{-2}$, soit une augmentation d'environ 40 % de la puissance maximale pouvant être dissipée dans la décharge à l'heure actuelle.

L'ensemble de ce travail montre à quel point l'étude du couplage entre l'alimentation électrique et la décharge est importante dans le cadre du développement d'un procédé basé sur une DTPA. Outre le fait d'avoir permis l'amélioration de la compréhension de la physique de la décharge de Townsend à la pression atmosphérique lors de cette étude, des solutions permettant d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge et par conséquent la vitesse de traitement ont été déterminées.

De plus, le modèle développé est un outil important pour le dimensionnement de l'alimentation électrique. Le paramétrage de ses composants ayant un sens physique et étant directement lié aux dimensions du dispositif expérimental, ils peuvent être modifiés pour tenir compte d'une variation de longueur d'électrodes, de l'épaisseur ou de la permittivité des diélectriques, de l'épaisseur de l'espace gazeux, de la température ou de la vitesse du gaz, ce qui rend ce modèle tout à fait prédictif.

L'utilisation du modèle de la DTPA a permis de mettre en évidence que dans l'optique du développement d'un procédé industriel, l'utilisation d'un commutateur de courant semble être la solution la plus intéressante afin de maximiser la puissance dissipée dans la décharge. Ce point devra cependant être validé expérimentalement. De la même façon, l'influence de l'augmentation de la puissance sur les procédés de traitement de surface devra également être étudiée expérimentalement dans sa globalité, c'est-à-dire de la source à l'analyse de la surface.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Yu. P. Raizer, in: *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1991)
- [2] S. Alberti, “Cours de Physique des plasmas I, été 2005”, http://crppwww.epfl.ch/lectures/physique_plasmas_sa/
- [3] E. Croquesel, *Décharges contrôlées par barrière diélectrique dans l'argon et l'azote à la pression atmosphérique. Application à l'adhérence du polypropylène*, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (2001)
- [4] J. Batey, E. Tierney, “Low-temperature deposition of high-quality silicon dioxide by plasma-enhanced chemical vapor deposition”, *J. Appl. Phys.*, 60 (9) (1986) 3136-3149
- [5] R. G. Andosca, W. J. Varhue, E. Adams, “Silicon dioxide films deposited by electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapor deposition”, *J. Appl. Phys.*, 72 (3) (1992) 1126-1132
- [6] P. Ambrée, K. Wandel, E. H. Böttcher, D. Bimberg, “Plasma enhanced chemical vapor deposited SiO₂ layers for passivation of InGaAs:Fe metal-semiconductor-metal photodetectors”, *J. Appl. Phys.*, 77 (2) (1995) 945-947
- [7] H. Chatham, “Oxygen diffusion barrier properties of transparent oxide coatings on polymeric substrates”, *Surface and coating technology*, 78 (1996) 1-9
- [8] R. d'Agostino, in: *Plasma processing of polymers*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands (1997) 3
- [9] H. K. Yasuda, in: *Plasma polymerization*, Academic Press (1985)
- [10] R. H. Hansen, J. V. Pascale, T. de Benedictis, P. M. Rentzepis, “Effect of atomic oxygen on polymers”, *J. Polym. Sci.: Part A*, 3 (1965) 2205-2214
- [11] M. Laroussi, “Low Temperature Plasma-Based Sterilization: Overview and State-of-the-art”, *Plasma Process. Polym.*, 2 (2005) 391-400
- [12] D. A. Markgraf, “Corona Treatment: An Overview”, <http://www.enerconind.com/treating/papers/overview/overview.pdf>, 2001
- [13] J. L. Linsley Hood, “The Corona discharge treatment of plastics films”, *Proc. 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications (GD-80)*, Edinburgh (1980), pp. 86-90
- [14] T. Uehara, “Corona discharge treatment of polymers”, in *Adhesion Promotion Techniques: Technological Application (K. L. Mittal and A. Pizzi, eds.)*, Marcel Dekker, New York, Basel (1999), Chapter 7, pp. 139-174

- [15] A. Villermet, P. Cocolios, G. Rames-Langlade, F. Coeuret, J. L. Gelot, E. Prinz, F. Förster, “ALDYNETM : surface treatment by atmospheric plasma for plastic films converting industry”, *Surface and Coatings Technology*, 174-175 (2003) 899-901
- [16] S. Martin, F. Massines, N. Gherardi and C. Jimenez, “Atmospheric pressure PE-CVD of silicon based coatings using a glow dielectric barrier discharge”, *Surface and Coatings Technology*, 177-178 (2004) 693-698
- [17] R. Foest, F. Adler, F. Sigener, M. Schmidt, “Study of an atmospheric pressure glow discharge (APG) for thin film deposition”, *Surface and Coatings Technology*, 163-164 (2003) 323-330
- [18] R. B. Gadri, J. R. Roth, T. C. Montie, K. Kelly-Wintenberg, P. P.Y. Tsai, D. J. Helfritch, P. Feldman, D. M. Sherman, F. Karakaya, Z. Chen, “Sterilization and plasma processing of room temperature surfaces with a one uniform glow discharge plasma (OAugDP)”, *Surface and Coatings Technology*, 131 (2000) 528-542
- [19] O. Goossens, E. Dekempeneer, D. Vangeneugden, R. Van de Leest, C. Leys, “Application of atmospheric pressure dielectric barrier discharge in deposition, cleaning and activation”, *Surface and Coatings Technology*, 142-144 (2001) 474-481
- [20] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel, J. F. Behnke, “The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment”, *Vacuum*, 71 (2003) 417-436
- [21] S. Martin, *Mécanismes de croissance et propriétés de couches minces de silice hydrogénée réalisées par décharge lumineuse à la pression atmosphérique en mélange silane, protoxyde d’azote, azote*, Thèse de doctorat de l’Université Paul Sabatier (2003)
- [22] A. J. Palmer, “A physical model on the initiation of atmospheric-pressure glow discharges”, *Appl. Phys. Letters*, **25** (1974) 138-140
- [23] W. Shi, R. H. Star, Karl H. Schoenbach, “Parallel operation of microhollow cathode discharges”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 27 (1999) 16-17
- [24] U. Kogelschatz, “Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23 (2003) 1-46
- [25] J. I. Levatter and S.-C. Lin, “Necessary conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressures”, *J. Appl. Phys.*, 51 (1980) 210-222
- [26] Karl H. Schoenbach, Ahmed El-Habachi, Wenhui Shi, Marco Ciocca, “High-pressure hollow cathode discharges”, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6 (1997) 468-477

-
- [27] C. Penache, A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, H. Schmidt-Böcking, “Experimental study of high pressure glow discharges based on MSE arrays”, Proc. *Hakone VII : 7th Int. Symp. High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry*, Greifswald (2000) 501-505
- [28] R. H. Stark, Karl H. Schoenbach, “Direct current glow discharges in atmospheric air”, *Applied Physics Letters*, 74 - 25 (1999) 3770-3772
- [29] R. H. Stark, Karl H. Schoenbach, “Direct current high-pressure glow discharges”, *J. Appl. Phys.*, 85 - 4 (1999) 2075-2080
- [30] N. Gherardi, V. Puech, “DBD filamenteuses et luminescentes”, *Atelier Traitement de surface par plasmas à la pression atmosphérique*, Réseau Plasmas Froids, 1-2 décembre 2003
- [31] Karl H. Schoenbach, “Micro Excimer Light Sources”, *Laser Processing Consortium – FEL User’s Workshop*, March 20, 2003
- [32] Plasmas Froids : Génération, caractérisation et technologies, Publications de l’Université de Saint Etienne, 2004
- [33] Les plasmas froids dans l’industrie, Electra, ISBN 2-86995-017-9 (1991)
- [34] J. R. Roth, “Industrial Plasma Engineering : Volume I – Principles”, *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia*, ISBN 0-7503-0318-2 (1995)
- [35] Mounir Laroussi, Igor Alexeff, J. Paul Richardson, Francis F. Dyer, “The Resistive Barrier Discharge”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, No. 1, 2002
- [36] W. Siemens, *Poggendorffs Ann. Phys. Chem.*, 102 (1857) 66-122
- [37] K. H. Becker, U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach, R. J. Barker, “Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure”, *Series in Plasma Physics, Institute of Physics Publishing – Bristol and Philadelphia*, ISBN 0-7503-0962-8, 2005
- [38] H. Höckerk, “Plasma treatment of textile fibers”, *Pure Appl. Chem.*, 74 (2002) 423–427
- [39] U. Kogelschatz, “Silent Discharges and their applications”, Proc. *10th Int. Conf. on Gas Disch. and App.*, Swansea, 3 (1992) 972-980
- [40] A. A. Kulikovskiy, “The structure of streamers in N₂. II. Two-dimensional simulation”, *J. Phys D : Appl. Phys.*, 27 (1994) 2564-2569
- [41] N. Gherardi, *Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélanges azote - gaz oxydant - silane. Application à l’activation de surfaces polymères et aux dépôts*, Thèse de doctorat de l’Université Paul Sabatier (1998) N° d’ordre 3605
-

- [42] R. Bartnikas, "Note on ac Discharges between Metallic-Dielectric Electrodes in Helium", *J. Appl. Phys.*, 40 (1969) 1974-1976
- [43] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, "Stable glow plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21 (1988) 838-840
- [44] S. Kanazawa, M. Kogoma, S. Okazaki and T. Moriwaki, "Glow plasma treatment at atmospheric pressure for surface modification and film deposition", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, B37/38 (1989) 842-845
- [45] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, "The mechanism of the stabilisation of glow plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23 (1990) 1125-1128
- [46] J. R. Roth, L. Laroussi and C. Liu, "Experimental generation of a steady-state glow discharge at atmospheric pressure", *Proc. 19th IEEE Int. Conf. Plasma Sci.*, Tampa (1992) 170
- [47] C. Liu, J. R. Roth, "Plasma-Related Characteristics of a Steady-State Glow Discharge at Atmospheric Pressure", *Proc. 20th IEEE Int. Conf. Plasma Sci.*, Vancouver (1993) 129
- [48] R. Messaoudi, F. Massines, A. Younsi, B. Despax and C. Mayoux, "Humidity effect on Corona Discharges. Role of electric field", *Proc. 10th Int. Conf. Gas Disch. And App.*, Swansea (1992) 318-321
- [49] F. Massines, C. Mayoux, R. Messaoudi, A. Rabehi and P. Ségur, "Experimental study of an Atmospheric Pressure Glow Discharge. Application to polymers surface treatment", *Proc. 10th Int. Conf. Gas Disch. And App.*, Swansea (1992) 730-733
- [50] F. Massines, A. Rabehi, Ph. Decomps, R. Ben Gadri, P. Ségur and Ch. Mayoux, "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier", *J. Appl. Phys.*, 83 (1998) 2950-2957
- [51] A. Rabehi, R. Ben Gadri, P. Ségur, F. Massines and Ph. Decomps, *Proc. IEEE Conf. on Electrical Insul. and Dielectric Phenomena*, Arlington (1994) 840-845
- [52] R. Ben Gadri, A. Rabehi, F. Massines and P. Ségur, *Proc. 12th ESCAMPIG*, (1994) 228
- [53] R. Ben Gadri, *Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique*, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (1997) N° d'ordre 2644
- [54] F. Massines, G. Gouda, "A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31 (1998) 3411-3420

- [55] Yu. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke and J. F. Behnke, “Modeling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36 (2003) 39
- [56] M. Madani, A. Bogaerts, R. Gijbels, D. Vangeneugden, “Modeling of a dielectric barrier glow discharge at atmospheric pressure in nitrogen”, *Proc. 8th Int. Symp. High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry, Hakone VIII (Puhajarve, Estonia)*, pp. 130-133, 2002
- [57] Yu. 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”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35 (2002) 751-761
- [58] C. Khamphan, *Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique – Application à l’étude des précurseurs de poudres en mélange N₂-N₂O-SiH₄*, Thèse de doctorat de l’université Paul Sabatier (2004)
- [59] H. Yoshiki, “Equivalent Circuit Model of an Inductive RF Discharge with a Helical External Coil”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39 (2000) 598-601
- [60] T. Tamida, A. Iwata, J. Nishimae, M. Tanaka, “Electrical Circuit Analysis of Coplanar Plasma Display Panels Using a Simple Discharge Model”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40 (2001) 4205-4212
- [61] Z. Chen, “Pspice simulation of a one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP)”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 31 (2003) 511-520
- [62] S. Vongphoutone, H. Piquet, H. Foch, “Model of the homogeneous electrical discharge”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 15 (2001) 123-133
- [63] S. Liu and M. Neiger, “Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36 (2003) 3144-3150
- [64] C. O Laux, R. J. Gessman, C. H. Kruger, F. Michaud and S. P. Davis, “Rotational temperature measurements in air and nitrogen using the first negative system of N₂⁺”, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 68 (2001) 473-482
- [65] J. Zhang, L. Liu, T. Ma, X. Deng, “Rotational temperature of nitrogen glow discharge obtained by optical emission spectroscopy”, *Spectrochimica Acta Part A*, 58 (2002) 1915–1922
- [66] Se Youn Moon, W. Choe, “A comparative study of rotational temperatures using diatomic OH, O₂ and N₂⁺ molecular spectra emitted from atmospheric plasmas”, *Spectrochimica Acta Part B*, 58 (2003) 249–257

- [67] A. Chelouah, E. Marode, G. Hartmann, S. Achat, "A new method for temperature evaluation in a nitrogen discharge", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27 (1994) 940-945
- [68] G. Faure, S. M. Shkol'nik, "Determination of rotational and vibrational temperatures in a discharge with liquid non-metallic electrodes in air at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31 (1998) 1212-1218
- [69] XinPei Lu, Frank Leipold, Mounir Laroussi, "Optical and electrical diagnostics of a non-equilibrium air plasma", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36 (2003) 2662-2666
- [70] S. Saloum, *Diagnostic par spectroscopie d'émission de plasmas RF quasi-thermiques à base d'air dans le domaine 2500-6000 K. Application à la pyrolyse de molécules chlorofluorocarbonées (CFCs) et à la calibration d'un dispositif de contrôle en temps réel des concentrations de polluants métalliques dans l'atmosphère*, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (2002)
- [71] A. Ricard, "Spectroscopie d'une décharge luminescente", *Rapport L. P.* n°231, 1989.
- [72] J. Lefebvre, A. Ricard, "Excitation of N₂, O₂ and H₂ impurities He, Ne and Ar rare gas discharges", *Rev. Phys. Appl.* 10 (1975) 137-142
- [73] G. Herzberg, "Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. I: Spectra of Diatomic Molecules", *D. Van Nostrand Co.*, New York (1950)
- [74] K. P. Huber, G. Herzberg, "Constants of Diatomic Molecules", *D. Van Nostrand Co.*, New York (1979)
- [75] I. Kovács, "Rotational structure in the spectra of diatomic molecules", *Akademiai Kiado*, Budapest (1969)
- [76] C. O. Laux, "Optical diagnostics and radiative emission of air plasmas", Thèse, Stanford University, 1993
- [77] A. Budó, "Über die Triplet-Bandentermformel für den allgemeinen intermediären Fall und Anwendung derselben auf die B³Π-, C³Π-Terme des N₂-Moleküls.", *Z. Physik*, 96 (1935) 219-229
- [78] G. Hartmann, P. C. Johnson, "Measurements of relative transition probabilities and the variation of the electronic transition moment for N₂ C³Π_u-B³Π_g second positive system", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 11 (1978) 1597-1612
- [79] Christophe O. Laux, Charles H. Kruger, "Arrays of radiative transition probabilities for the N₂ first and second positive, NO beta and gamma, N₂⁺ first negative, and O₂ Schumann-Runge band systems", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 48 (1992) 9-24
- [80] A. Budó, "Intensitätsformen für Tripletbanden", *Z. Physik*, 105 (1937) 579-587

- [81] E. E. Whiting, C. Park, L. Yan, J. O. Arnold, J. A. Paterson, “NEQAIR96, Nonequilibrium and Equilibrium Radiative Transport and Spectra Program: User’s Manual”, *NASA, Reference Publication 1389*, December 1996
- [82] Christophe Laux, “Radiative and nonequilibrium collisional-radiative models”, *VKI Special Course on Physico-Chemical Models for High Enthalpy and Plasma Flows Modeling*, June 4-7, 2002
- [83] Jean-Paul Ferrieux, François Forest, “Alimentations à découpage - Convertisseurs à résonance : Principes – composants – modélisation”, *Dunod*
- [84] J-L Ranson, *Influence des capacités parasites du transformateur et des interrupteurs dans les convertisseurs continu-continu isolés : Application au montage Forward*, Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille (1999)
- [85] B. Cogitore, J. P. Kéradec, J. Barbaroux, “The Two-Winding Transformer: An Experimental Method to Obtain a Wide Frequency Range Equivalent Circuit”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 43 (1994) 364-371
- [86] J. L. Dalmaso, “Cours d’électrotechniques – 2. Traitement de l’énergie électrique”, *Editions Belin*, ISBN 2-7011-0857-8, 1984
- [87] R. Goffaux, “Propriétés des diélectriques réels dans un champ électrique : Décharges électriques dans les gaz – Partie II”, Service du Professeur Vanderschueren – Université de Liège, ACEC Energie – Charleroi, Belgique
- [88] F. Massines, P. Ségur, N. Gherardi, C. Khamphan, A. Ricard, “Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostics and modelling”, *Surface and Coatings Technology*, 174-175 (2003) 8-14
- [89] G. Auday, *Caractérisation expérimentale et modélisation de phénomènes physiques dans les panneaux plasma couleurs*, Thèse de doctorat de l’Université Paul Sabatier, numéro d’ordre 3600 (2000)
- [90] Y. Motoyama, H. Matsuzaki, H. Murakami, “A Study of the secondary electron yield insulator cathodes for plasma display panels”, *IEEE Trans. on electron devices*, 48(8) (2001) 1568-1574
- [91] S. J. Yoon, I. Lee, J. W. Lee, B. Oh, “Intrinsic and effective secondary electron emission coefficients in AC Plasma Display Panel”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40 (2001) 809-812
- [92] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”, 4^e édition, ISBN 2-225-83151-3, *Masson* (1998)
- [93] M. Aguet, M. Ianoz, “Haute tension”, ISBN 2-04-018611-5, *Dunod* (1987)

- [94] Z. Navrátil, P. Stahel, D. Trunec, V. Buršíková, “Optical diagnostics of atmospheric pressure glow discharge in nitrogen with admixture of organosilicon”, Proc. *26th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)*, 2003
- [95] I. Brauer, C. Punset, H.-G. Purwins, J. P. Bœuf, “Simulations of self-organized filaments in a dielectric barrier glow discharge plasma”, *J. Appl. Phys.*, 85 (1999) 7569-7572
- [96] N. Gherardi, E. Croquesel, N. Naudé, P. Veis, F. Massines, “Two different origins for the destabilization of a glow dielectric barrier discharge in nitrogen”, *8th International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry (HAKONE VIII)*, Puhajarve (Estonie), 2002, 23-27
- [97] Trek, High Voltage Power Amplifiers, <http://www.trekinc.com/products/+5kV.asp>
- [98] O. Koudriavtsev, W. Shengpei, M. Nakaoka, “Power supply for silent discharge type load”, Proc. *IEEE Industry Applications Conference*, 1 (2000) 581-587
- [99] M. Littlefair, J. Richardson, R.T. Rakowski, “Resonant power supply for discharge lamps”, Proc. *8th International Conference on Power Electronics and Variable Speed Drives*, 2000, 63-68
- [100] P. Yan; J. Wang; Y. Sun; G. Sun, “Research on power supply used in dielectric barrier discharge”, Proc. *31st IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, 2004
- [101] H. Yushui, W. Liqiao, X. Yu, Z. Zhongchao, “Load Resonant Type Power Supply of the Ozonizer - Based on a Closed-loop Control”, Proc. *IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC '04)*, (2004) 1642-1646
- [102] J. O. Pacheco-Soltelo, R. Valdivia Barrientos, M. Pacheco-Pacheco, J. F. Ramos Flores, M. A. Duran Garcia, J. S. Benitez-Read, R. Pena-Eguiluz, R. Lopez-Callejas, “A Universal Resonant Converter for Equilibrium and Nonequilibrium Plasma Discharges”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 32 (2004) 2105-2112