

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Mémoire de Fin d'Etudes De MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Présenté par

Zahir SADCHAUCHE
Sofiane OULD FELLA

Thème

Comportement d'une barrière diélectrique en régime de décharge couronne sous tension alternative 50 Hz

Mémoire soutenu publiquement le 27/09/2014 devant le jury composé de :

M Mohammed MEGHERBI

Professeur, UMMTO, Président

M M'hand MEKIOUS

Maître-Assistant A, UMMTO, Rapporteur

M Mohamed IMACHE

Maître-Assistant A, UMMTO, Examineur

Mme Ferroudja BITAM-MEGHERBI

Maître de Conférences A, UMMTO, Examineur

Remerciements

On dit souvent que le trajet est aussi important que la destination. Les cinq années de maîtrise nous ont permis de bien comprendre la signification de cette phrase toute simple.

Ce parcours en effet, ne s'est réaliser sans défis et sans soulever de nombreuses questions pour les quelles les réponses nécessitent de longues heures de travail.

Je tiens tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux qui ma donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

*Je remercie vivement mes promoteurs **M^r. M^{hand} MEKIOUS**, Maitre assistant à l'UMMTO, pour ses efforts ses conseil tout le long de ce travail.*

*Nous tenons à remercier également **Mr et M^{ed} MEGHERBI** pour les moyens mis a notre disposition afin d'accomplir notre travail.*

Mon remerciement s'adresse aussi aux membres de jury qui m'ont fais l'honneur en acceptons de juger ce travail.

Tous les enseignants du département d'électrotechnique de l'UMMTO qui ont participé à ma formation durant tout mon cycle universitaire ainsi à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail, trouvent ici l'expression de mon plus profond remerciement.

Dédicaces

C'est avec une immense joie que je dédie ce modeste travail aux êtres les plus chères au monde, qui est le fruit de nos efforts tout au long de notre cursus scolaire.

A mon défunt père qui a fait de moi ce que je suis aujourd'hui, et sans lui je ne serai pas là.

Ma mère qui ne cesse de m'encourager et pour laquelle je me sacrifie.

Ma très chère Lynda avec laquelle j'ai tout partagé, et qui veille toujours sur moi.

Sans oublié mes deux frères Hakim et Salim.

Mon oncle Mohamed, mes cousins: Samir, Yacine, Mokrane, Nounous, Menad et toute ma famille.

Sans oublier mes amis (Amar el mesbah, moh ouendi, moh tirmatine, sofiane).

Zahir SADCHAOUHE .

Dédicaces

C'est avec une immense joie que je dédie ce modeste travail aux êtres les plus chers au monde, mes très chers parents pour tout leur soutien moral durant ces années d'étude et l'amour qu'ils m'ont toujours témoigné

A celle pour laquelle je continue à faire face à la vie, ma très chère femme.

A mes frères (Bilal, Hakim, Yazid, Malek, Kamel), leurs enfants (Sammy, Amine, Aksyl).

A mes sœurs, leurs maris et leurs enfants (Brahim, Touma, Hocine,).

A tout mes amis sans exception (Yacine, Mouloud, Zahir).

A tous ceux qui me sont chers.

SOFIANE OULD FELLA

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Généralités sur les décharges électriques.

I-1-Introduction	3
I.2- Notions sur les gaz	3
I.2.1- Théorie cinétique des gaz.....	3
I.2.2- Libre parcours moyen	3
I.2.3- Diffusion	4
I.3- Mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés	4
I.3.1- La photo ionisation	4
I.3.2 - La recombinaison entre ions	5
I.3.3- Processus d'excitation et d'ionisation.....	5
I.3.4- Processus de désexcitation et de désionisation	6
I.3.5- Recombinaison ion+ électron	6
I.3.6- Attachement électronique	6
I.3.7- Détachement	7
I.3.8- Mouvement des charges dans un champ électrique (mobilité).....	7
I.4- Mécanisme de formation des décharges dans l'air	8
I.4.1- Introduction.....	8
I.4.2- Caractéristique du claquage dans les gaz.....	8
I.4.3- Décharge de Townsend (avalanche électronique)	8
I.5 - Critère d'auto entretien de la décharge de Townsend	9
I.6- Loi de Paschen	12
I.7- Théorie des streamers	13
I.7.1- Critère de Meek.....	14
I.7.2- Critère de Raether	15
I.8- Les décharges de surface.....	15
I.9- Description du claquage sans barrière	16
I.10- Description du claquage avec barrière.....	18
I.10.1- Mécanisme électrique	18
I.10.2- rupture thermique.....	18
I.10.3- Influence des paramètres extérieurs à la nature de la barrière	19
I.10.4-Influence des barrières isolantes sur la rigidité diélectrique de l'air.....	20
I.10.5- Influence de la nature de la barrière.....	21
I.11- Conclusion	21

Chapitre II : Connaissances de base sur les décharges couronne.

II.1- Introduction	22
II.2- Seuil d'apparition de la décharge couronne	22
II. 3- Expression du champ électrique	23
II.4- Caractéristique courant-tension	23
II.5- Topographie de la décharge couronne.....	24

II .6- Décharge couronne positive ou <i>streamers</i>	25
Zone	25
d'ionisation	25
Zone de dérive ionique	25
II.7- Décharge couronne négative ou <i>impulsions de Trichel</i>	26
II.8- Décharge couronne en régime alternatif.....	27
II.9- Les facteurs influençant sur la décharge couronne.....	28
II.9.1- Facteurs géométriques	28
II.9.1.1- Rayon de la courbure	28
II.9.1.2-Distance inter-électrodes	29
II.9.2- Les facteurs physico-chimiques.....	29
II.9.2.1- La température	29
II.9.2.2- L'humidité et la densité de l'air.....	29
II.9.2.3- La pression.....	31
II.9.3- Facteurs électriques	31
II.10- Effets indésirables de l'effet de couronne dans l'air	32
II.10.2- Interférences radiotélévision.....	32
II.10.3- Bruit audible	33
II.10.4- Vibrations mécaniques	33
II.11- Influence de la barrière sur la décharge couronne	33
II.11.1- Définition.....	33
II.7.2- La résistivité transversale	33
II.7.3- La résistivité superficielle :.....	34
II.7.4- La résistivité d'isolement.....	34
II.7.5- Constante diélectrique ou permittivité relative.....	34
II.7.6- Rigidité diélectrique	34
II.7.7- Les pertes diélectriques	34
II.7.8- Relaxation.....	34
II.8- Domaines d'application des décharges couronne.....	35
II.8.1- Traitement des effluents gazeux	35
II.8.1.1- Les précipitateurs électrostatiques.....	35
II.8.1.2- Destruction des polluants.....	35
II.8.2-Traitement des surfaces	35
II.8.2.1- Nettoyage et érosion de surface.....	36
II.8.2.2- Modification de la chimie de surface.....	36
II.8.3- Élimination de l'électricité statique.....	36
II.9- Conclusion	36

III.1- Introduction	37
III.2- Dispositif expérimental	37
III.3- Les matériaux utilisés.....	38
III.3.1- Propriétés des matériaux utilisés	39
III.3.1.1- Le poly méthacrylate de méthyle (PMMA)	39
III.3.1.2- Le polystyrène (PS).....	39
III.3.1.4-Le polycarbonate:	40
III.4-Mode opératoire :	40
III.5- Résultats et commentaires :.....	40
III.5.1-L'influence de l'épaisseur de la barrière:	40
III.5.2- Influence de la distance inter-électrodes	42
III.5.3- Influence du rayon de courbure de la pointe	43
III.5.4- Influence de la position x de la barrière à la pointe (Barrière flottante)	44
III.6- Conclusion.....	45
Conclusion générale	46

Introduction générale

La décharge couronne regroupe l'ensemble des phénomènes électriques qui se développent dans des intervalles gazeux soumis à des champs fortement hétérogènes et localement assez élevés pour produire une ionisation partielle du gaz.

L'inhomogénéité du champ électrique est obtenue par la configuration particulière des électrodes. L'une présentant un rayon de courbure très faible par rapport à celui de l'autre. Le champ électrique autour de l'électrode à faible rayon de courbure se trouve alors fortement amplifié. Les géométries d'électrodes les plus utilisées sont représentées par des systèmes pointe-plan, fil –plan, fil –cylindre, cylindre-cylindre,...

Si la décharge couronne a fait l'objet de nombreuses études ; c'est d'abord parce qu'il s'agit d'un phénomène largement répandu dans la nature, mais également un phénomène très utilisé dans les applications industrielles en raison de sa simplicité de mise en œuvre

La décharge couronne s'est initialement révélée par ses nuisibles (pertes dans les lignes de transport d'énergie HT, perturbations radioélectriques,.....) mais rapidement, on a su tirer profit. Elle trouve ses applications dans les nombreux domaines tels que la chimie des plasmas.

L'influence des barrières isolantes a été remarquée par C.P Steinmetz vers 1920, il a constaté l'augmentation de la tension disruptive de l'air entre deux électrodes sphériques. Séparées par une barrière isolante. Plusieurs chercheurs lui ont succédé par la suite pour mener des investigations plus poussées.

L'amélioration de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe – plan, par l'introduction convenable d'une barrière isolante est phénomène très intéressant à exploiter dans les systèmes d'isolation. En effet, la présence d'un écran isolant entre les deux électrodes transforme l'intervalle d'air initial en un système stratifié (air-barrière).

Globalement, les phénomènes observés durant la décharge couronne sont optiques, électriques, acoustiques et radioélectriques. Ils dépendent d'un certain nombre de paramètres parmi lesquels on peut citer :

Les paramètres électriques : nature et polarité de tension appliquée à l'espace inter –électrodes.

Les paramètres physiques : nature, pression et température du gaz constituant l'espace inter – électrodes.

La multitude des régimes de la décharge couronne a donné lieu à de nombreuses études prenant en considération l'influence des différents paramètres précédemment cités mais dans le cadre de notre travail, nous nous intéresserons particulièrement à l'influence de la barrière diélectrique en géométrie multi pointe – plan sous tension alternative.

Le travail rapporté dans ce mémoire se présente de la façon suivante :

Un premier chapitre est consacré aux mécanismes des décharges dans les gaz qui sont interprétés sur la base de deux modèles : les décharges de Townsend et les décharges par streamers.

L'objectif du second chapitre est une présentation générale, mais assez développées des différents aspects qui régissent les propriétés de la décharge couronne. Notamment en géométrie multi pointe-plan, configuration qui nous intéresse particulièrement dans le cadre de la présente étude.

Le du troisième chapitres est réservé à une présentation du dispositif expérimental, du mode opératoire et des résultats obtenus lors de nos investigations.

Nous terminerons par une conclusion générale.

Chapitre I
Généralités sur les décharges
électriques

I-1-Introduction

Les gaz constituent un des éléments de base de l'isolation à haute tension des matériels électriques. L'air est le gaz le plus utilisé, d'une part pour ses bonnes qualités isolantes, d'autre part, pour sa disponibilité en quantité et gratuitement [6].

En pratique, un isolant n'est jamais parfait, car il contient toujours un certain nombre de charges libres à cause des rayonnements cosmique et solaire et de la radioactivité naturelle, ce qui fait qu'à l'application d'un champ électrique, ces charges se déplacent, donc un courant électrique apparaît. Ce dernier dépend du champ électrique appliqué et si on dépasse un, certain seuil, le gaz présentera une conductivité due à des collisions entre particules et ce phénomène se développe pour provoquer une *décharge électrique*, c'est ce que nous allons essayer d'expliquer dans ce premier chapitre en se basant sur quelques phénomènes physiques et électriques [7].

I.2- Notions sur les gaz

I.2.1- Théorie cinétique des gaz

A l'équilibre, et en l'absence de forces extérieures, un gaz est constitué d'un ensemble de particules uniformément réparties, dont les vitesses n'ont aucune direction privilégiée. L'énergie de chaque particule peut être stockée sous différentes formes, énergie de translation dans le cas d'un atome, énergie de rotation et de vibration dans le cas d'une molécule [1].

Dans le cas simple d'un atome en translation, son énergie est définie à partir des composantes cartésiennes de la vitesse, d'où elle est égale à:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} K T \quad (\text{I.1})$$

Où:

v : la vitesse quadratique moyenne de la particule,

T : la température thermodynamique,

K : la constante de Boltzmann ($K=8,31.10^{23} \text{ J} / ^\circ\text{K}$),

m : la masse de la particule.

Il en résulte que pour un gaz composé de particules de masse différentes mais à température uniforme, les plus rapides et aussi les plus légères, en particulier les électrons sont animés de vitesses très supérieures à celles des atomes ou des ions lourds.

I.2.2- Libre parcours moyen

La notion de *libre parcours moye (lpm)*, qui représente la distance moyenne que peut parcourir un électron entre deux chocs successifs, découle naturellement de la relation précédente :

$$\lambda = \frac{v \partial t}{n \partial t} = \frac{1}{N \sigma} \quad (\text{I.2})$$

Où:

N : densité de gaz en nombre de molécules par unité de volume,

Le nombre de collisions par unité de temps se déduit alors de l'expression:

$$n = \sigma \cdot v \cdot N \quad (\text{I.3})$$

v étant la vitesse moyenne de l'électron pendant un temps ∂t

Cette notion est intéressante, car si l'électron accéléré par le champ électrique acquiert une énergie cinétique suffisante, il pourra alors ioniser ou exciter la molécule neutre rencontrée. La réactivité du milieu plasmagène dépendra de la composition du gaz introduit dont la section.

I.2.3- Diffusion

La diffusion est un mouvement dû à un gradient de concentration $\frac{dn}{dx}$ (différence de concentration entre deux points voisins).

Le coefficient de diffusion D est tel que : $\Gamma = -D \frac{dn}{dx}$, flux de particules par seconde et par m^2 dans la direction Ox .

La diffusion permet de calculer le développement spatial des phénomènes d'ionisation, en particulier dans les phénomènes d'avalanches électroniques.

La diffusion des électrons est supérieure à la diffusion des ions.

La diffusion ambipolaire (ions et électrons) est freinée par la séparation des charges.

$$\Gamma^+ = \Gamma^- = -D_a \frac{\partial n^+}{\partial x} = -D_a \frac{\partial n^-}{\partial x} \quad (\text{I.4})$$

D_a étant le coefficient de diffusion ambipolaire.

I.3- Mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés

Les divers types d'événements qui modifient l'énergie interne des particules font tous intervenir leurs charges électriques, dans le cas qui nous intéresse directement, les partenaires de collision les plus importants sont les électrons et les photons et les réactions principales se résument en:

- L'excitation atomique,
- La désexcitation,
- L'ionisation par collision électronique,
- La photo ionisation,
- La recombinaison entre ions,
- Recombinaison ion+ électron,
- L'attachement,
- Le détachement.

I.3.1- La photo ionisation

Pour qu'un processus d'ionisation puisse se produire lors de l'absorption d'un électron par une particule gazeuse, il faut que l'énergie du photon incident soit au moins égale à l'énergie d'ionisation de la particule considérée [6]. La réaction est beaucoup moins sélective que la réaction de photo-excitation car l'électron éjecté peut emporter l'excédent d'énergie sous forme d'énergie cinétique, si ν est la fréquence de seuil d'ionisation et ν_s celle du photon incident. L'énergie cinétique de cet électron sera donc égale à $h\nu - h\nu_s$

I.3.2 - La recombinaison entre ions

On appelle ainsi les réactions par lesquelles deux particules possédant des charges de signes différents échangent ces charges pour revenir à l'état neutre [6]. Ces réactions d'ionisation, libèrent une certaine énergie soit sous forme de photons ou sous forme d'énergie cinétique cédée à une molécule de gaz voisine et la recombinaison dans l'effet couronne se produit dans les régions de champ électrique faible (particules moins énergétiques).

Pour décrire macroscopiquement les phénomènes de recombinaison, on introduit un coefficient de recombinaison $a(\text{m}^3/\text{s})$, soit alors:

n^+ : le nombre de charges positives par m^3 ,

n^- : le nombre de charges négatives par m^3 ,

Le taux de décroissance des charges s'exprime par la relation:

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -a \cdot n^+ \cdot n^- \quad (\text{I.5})$$

Pour l'air et dans les conditions normales : $a \approx 1.5 \cdot 10^{-12} \text{m}^3/\text{S}$

I.3.3- Processus d'excitation et d'ionisation

A partir d'un seuil d'énergie (dit seuil d'ionisation), un électron est capable d'ioniser un atome, c'est-à-dire libérer un électron. Cette ionisation positive transforme l'atome neutre en ion positif. L'efficacité de cette interaction dépend de la vitesse de l'électron, du volume et de la nature de la cible.

En particulier la section présentée par celle-ci joue un rôle déterminant dans l'efficacité de production des ions. Lorsque le gaz est partiellement ionisé, il devient conducteur et la décharge se produit.

Il faut donc étudier les différents mécanismes de production et de destruction des espèces chargées dans le gaz et aux électrodes.

- **Ionisation thermique:** elle est quasi inexistante à température ambiante. Par contre, à température élevée, on a des excitations successives qui conduisent à l'ionisation.

- **Ionisation par choc :** un électron peut ioniser une particule neutre à condition qu'il ait une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation de la particule neutre.

La probabilité d'ionisation croît rapidement dès que l'énergie de l'électron dépasse l'énergie d'ionisation de la particule neutre pour décroître à nouveau pour les grandes énergies.

- **Ionisation par photon:**

$$A + h\nu = A^+ + e^-$$

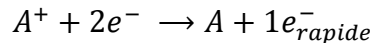
$$h\nu \geq eV_i$$

L'excédent d'énergie du photon par rapport au potentiel d'ionisation ϑ de l'atome est fourni à l'électron libre sous forme d'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - eV_i \quad (\text{I.6})$$

Le détail des réactions et des énergies correspondantes dépend de la nature du gaz. Des schémas réactionnels complexes peuvent avoir lieu. Il existe aussi des processus formant des ions négatifs par l'absorption d'un électron par une molécule. En général, le rôle de ces ions petit être négligé si le gaz n'est pas électronégatif. En revanche le processus de

recombinaison est assez important et tend à neutraliser le gaz. Il s'écrit en faisant intervenir trois corps, car il libère de l'énergie [6].



L'émission lumineuse de la décharge est aussi produite par l'ensemble des transitions électroniques dues aux collisions entre les atomes du gaz et les électrons.

I.3.4- Processus de désexcitation et de désionisation

A tout processus d'excitation ou d'ionisation est associé un processus inverse tendant à ramener les particules à leur état fondamental ou à réduire la concentration des particules ionisées.

Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément, lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale, la perte d'énergie est compensée par l'émission d'un photon ayant une énergie égale au potentiel de désexcitation. La désexcitation peut aussi résulter de choc avec une particule, qui bénéficie alors, sous forme d'énergie cinétique, de la perte d'énergie interne subie par l'atome (on parle de collision *super élastique*).

I.3.5- Recombinaison ion+ électron

Lorsqu'un électron se recombine avec un ion positif pour redonner un atome neutre. La réaction libère une énergie égale à l'énergie d'ionisation, sous forme d'un photon. Si l'électron incident possède une énergie cinétique E , l'énergie du photon créé aura pour valeur:

$$h\nu = E_c + eV_i$$

Le spectre émis est continu, limité vers les basses fréquences par $E_c=0$, les photons émis peuvent à leur tour ioniser le gaz à une certaine distance, ce qui expliquerait le développement des *streamers*, ce sont essentiellement des photons ultra violet. Cependant, en ce qui concerne l'effet couronne, cette réaction (recombinaison ion+électron) joue un rôle très secondaire dans la disparition des électrons libres.

I.3.6- Attachement électronique

Au-delà de l'ionisation, d'origine photonique ou due aux impacts électroniques, il existe un mécanisme de consommation d'électrons libres, c'est l'attachement électronique [6].

Le nombre d'attachements électroniques par unité de longueur de parcours des électrons dans la direction du champ est défini par un coefficient η . Ce coefficient est générateur d'ions négatifs ayant une masse importante et dont la mobilité est autrement réduite. Un électron n'a plus la même capacité à ioniser. Tout se passe comme si le nombre d'électrons diminue.

I.3.7- Détachement

C'est le processus inverse du précédent: Un ion négatif perd son électron supplémentaire, l'énergie nécessaire pour provoquer le détachement est relativement faible mais il faut un champ électrique dépassant 68 kV/cm à température et pression normales ce qui veut dire dans le phénomène d'effet couronne, ce processus ne joue qu'un rôle négligeable [6].

I.3.8- Mouvement des charges dans un champ électrique (mobilité)

En présence d'un champ électrique, les électrons et ions donc accélérés le long des lignes de champ vers l'anode et la cathode. Cette accélération est interrompue par les collisions avec les molécules de gaz, ce qui limite la vitesse moyenne maximale que l'on peut obtenir. Cette vitesse moyenne est appelée *vitesse de dérive* de la charge et elle se superpose au mouvement normal. En comparaison avec la vitesse thermique, la vitesse de dérive est lente pour les ions, mais peut être bien plus grande pour les électrons [1].

On définit la mobilité comme:

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (\text{I.7})$$

Où u est la vitesse de dérive et E le champ électrique appliqué.

Cette mobilité est constante pour les ions, mais dépend fortement de E pour les électrons. Des vitesses de l'ordre de plusieurs fois 10^6 cm/s sont atteintes facilement. Ce gain en vitesse va aussi influencer les taux de diffusion, car les électrons n'auront plus de vitesse thermique [1]. On peut relier la mobilité au coefficient de diffusion par la relation (I.8) connue sous le nom de relation d'Einstein:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e} \quad (\text{I.8})$$

D étant le coefficient de diffusion,

K : coefficient de Boltzmann,

T : température absolue.

Si l'énergie moyenne des électrons est supérieure à l'énergie thermique, alors le terme KT doit être remplacé par cette nouvelle énergie. La constante de diffusion augmente alors et les électrons vont se disperser sur une distance plus grande.

Si les particules chargées ont une énergie comparable à celle fournie par l'agitation thermique aux molécules neutres, on montre que:

$$u = \left(\frac{e\lambda}{mw} \right) E \quad (\text{I.9})$$

I.4- Mécanisme de formation des décharges dans l'air

I.4.1- Introduction

Lorsqu'un milieu isolant est soumis à une tension électrique suffisante, un courant de particules chargées électriquement devient possible par l'ionisation partielle du milieu. On parle de décharge électrique. Ce phénomène est particulièrement intéressant, car bien que rencontré dans l'expérience commune et utilisé dans de nombreuses applications technologiques, il n'est que rarement vulgarisé. Il prend en effet une multiplicité de formes différentes et sa description fait appel à de nombreux champs de physique. Nous avons choisi de traiter le cas des décharges électriques autonomes se produisant dans l'air, qui sont celles les plus fréquemment observées. Lorsque la tension appliquée est continue [1].

I.4.2- Caractéristique du claquage dans les gaz

Le claquage électrique, visible à l'œil nu par l'étincelle ou la décharge produite ; il correspond au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de la décharge. Les mécanismes de claquage dans les gaz sont principalement [4]:

- Le mécanisme de l'avalanche,
- Le mécanisme du Streamer.

I.4.3- Décharge de Townsend (avalanche électronique)

Si on considère un gaz contenu entre deux électrodes, il peut exister dans ce gaz. En l'absence de tout champ électrique appliqué, un certain nombre de particules chargées produites soit par des mécanismes naturels, tels que rayonnement ultraviolet ou radioactivité, soit par des mécanismes artificiels, par exemple en bombardant la surface cathodique avec une source de rayonnement ultraviolet pour en extraire des électrons [1].

Si un champ électrique est appliqué, les électrons sont suffisamment accélérés par le champ pour produire d'autres électrons par des collisions, qui à leur tour vont acquérir par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et ainsi de suite, et le nombre d'électrons libres continuera à augmenter comme ils continuent à se déplacer sous l'action du champ électrique. La quantité des électrons et des ions positifs produits de cette façon s'appelle *avalanche électronique* [1]. C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'électrode. Le claquage a donc lieu du fait du phénomène d'avalanche (voir fig.I.1).

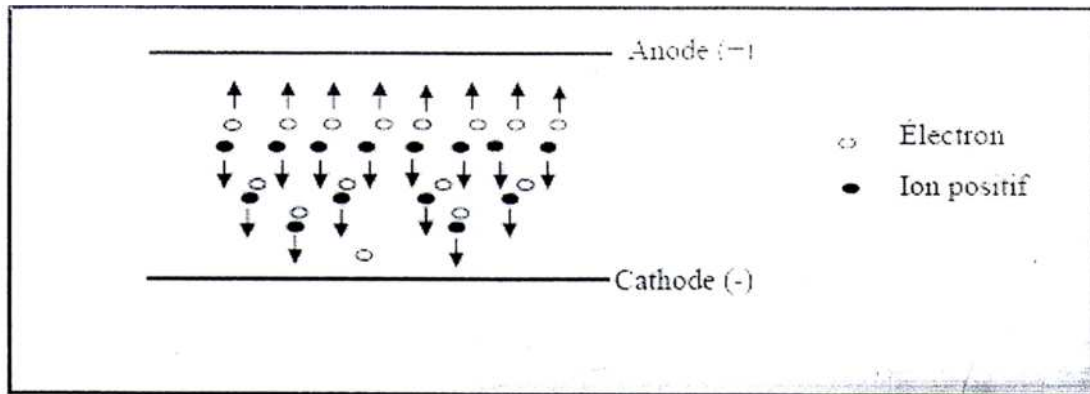


Figure I.1 : Avalanche électronique

Cette avalanche peut être étudiée quantitativement à partir de la connaissance du coefficient α , dit premier coefficient d'ionisation de Townsend, α représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué. Une expression empirique exploitable considère que l'énergie thermique des électrons est acquise par le travail du champ électrique sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen. Or ce dernier est inversement proportionnel à la pression. Donc on introduisant les constantes A et B déterminées expérimentalement, on a :

$$(I.10)$$

P : la pression atmosphérique,

E : le champ électrique appliqué,

α : le premier coefficient d'ionisation de Townsend.

I.5 - Critère d'auto entretien de la décharge de Townsend

Dans le cas d'un champ homogène créé par des électrodes planes, α est donc constant dans tout l'intervalle et l'on peut calculer le nombre d'électrons et donc le courant produit par l'avalanche électronique. Considérons deux électrodes à une distance d l'une de l'autre contenant un gaz à la pression P avant le claquage [1]. Le champ électrique est alors constant ($E=V/d$).

Soit :

N_0 : Nombre d'électrons /seconde, émis de la cathode.

$N(x)$: Le nombre d'électrons /seconde, produits par l'avalanche à la distance x.

dN : le nombre de nouveau électrons produits entre x et (x+dx)

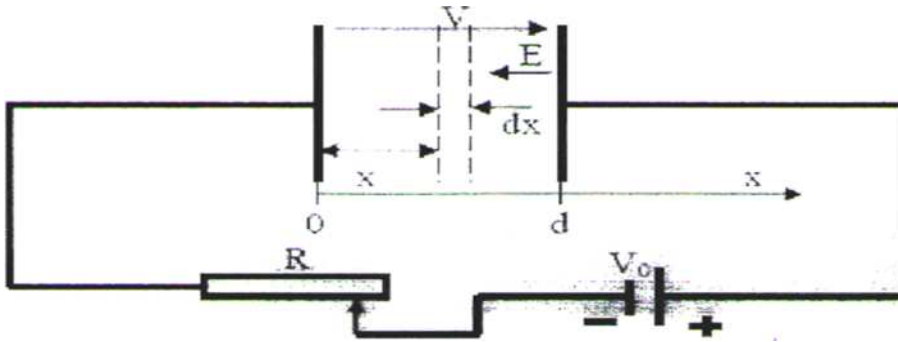


Figure I.2 : Avalanche dans un condensateur plan

Pour $x=0$, $N(x)=N_0$

Alors :

$$dN(x) = N \cdot \alpha dx$$

D'où :

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (\text{I.11})$$

Le nombre d'électrons à une distance d s'écrit :

$$N_d = N_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.12})$$

Le courant mesuré à l'anode, et donc dans le circuit extérieur, est donné par :

$$I_d = I_0 e^{\alpha d} = (N_0 e) e^{\alpha d} \quad (\text{I.13})$$

Où I_0 est le courant photoélectrique initial à la cathode $\left(\frac{N_d - N_0}{N_0}\right)$

Par conséquent, en moyenne, chaque électron laissant la cathode produit nouveaux électrons (et ions positifs correspondant) dans l'espace inter-électrode. Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans la zone à faible champ où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à écrire :

$$N(x) = e^{\int_c (\alpha - \eta) dx} \quad (\text{I.14})$$

η étant le coefficient d'attachement.

La multiplication électronique s'arrête donc quand l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons, c'est-à-dire $(\alpha - \eta) = 0$

Les ions positifs produits par les électrons dans le gaz, sont portés sous l'action du champ électrique à la cathode où ils se déposent en se recombinant, libérant alors de l'énergie

pour émettre un électron supplémentaire dans le gaz, dit électron secondaire. On définit un coefficient γ , dit deuxième coefficient d'ionisation de Townsend, qui représente le rapport du nombre d'électrons libérés de la cathode par émission secondaire sur le nombre d'ions positifs ayant bombardés la cathode.

Soit :

N : le nombre d'électrons collectés par l'anode

N' : le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par bombardement ionique
L'équation (1.15) s'applique maintenant à tous les électrons cathodiques d'où :

$$N = (N_0 + N')e^{\alpha d} \quad (\text{I.15})$$

D'autre part, le courant traversant l'anode doit être égal à celui qui traverse la cathode, d'où :

$$N = (N_0 + N') + \frac{N'}{\gamma} \quad (\text{I.16})$$

Et le courant i peut s'écrire :

$$I = I_0 + \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.17})$$

On voit que si $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ s'approche de l'unité, I croit beaucoup plus vite que $I_0 e^{\alpha d}$. Valeur correspondant au cas d'une multiplication sans effet secondaire.

Le critère de claquage selon Townsend est alors défini comme la tension pour laquelle le courant devient infini, soit le critère de décharge autonome de Townsend exprimé par :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (\text{I.18})$$

Ou bien :

$$\alpha d = \text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (\text{I.19})$$

Le critère de Townsend ainsi donné, peut s'interpréter simplement en considérant que $e^{\alpha d}$ représente le nombre d'ions positifs créés par une avalanche primaire à partir d'un seul électron. Ces ions arrivant sur la cathode vont produire en moyenne $\gamma e^{\alpha d}$ électrons secondaires.

Si $\gamma e^{\alpha d} < 1$, la décharge est dite *non autonome*, car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieur est interrompu.

Si $\gamma e^{\alpha d} = 1$, le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est en moyenne juste suffisant pour maintenir par le bombardement de la cathode l'avalanche électronique. La décharge est *autonome*, c'est-à-dire qu'elle se peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production des charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.

Si $\gamma e^{\alpha d} > 1$, le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croît d'autant plus rapidement que $\gamma e^{\alpha d}$ dépasse l'unité.

En remplaçant α par son expression, on trouve la loi de Paschen qui donne la valeur de la tension disruptive pour un champ uniforme [7].

$$APd \cdot \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) = \text{Ln}\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

Soit :

$$V_d = \frac{BPd}{\text{Ln}(APd) - \text{Ln}\left[\text{Ln}\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]} \quad (\text{I.20})$$

I.6- Loi de Paschen

La tension d'alimentation minimale pour déclencher la décharge est appelée tension de claquage ce qui est expliqué par la loi de Paschen.

Cette loi est habituellement représentée par la courbe caractéristique $U_c = f(p \cdot d)$. Ou p est la pression et d la distance inter-électrodes et dépend de la nature du gaz introduit.

Nous pouvons constater que pour un gaz à pression atmosphérique ($P=1,013 \cdot 10^5$), les courbes passent par un minimum pour une distance inter-électrodes d'environ $10 \mu\text{m}$ ($p \cdot d = 0.5$ à 5 environ). Cela signifie que, pour la production de décharges à pression atmosphérique dans des conditions d'utilisation usuelles ($d > 1 \text{ mm}$), la tension de claquage est une fonction croissante de la distance inter-électrodes [8].

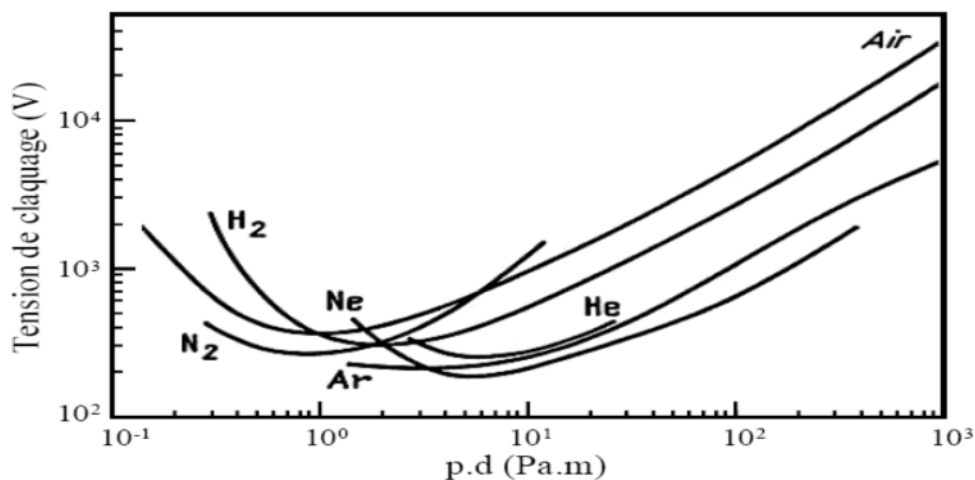


Figure I.3 : Courbe de Paschen pour différents gaz [8]

I.7- Théorie des streamers

Dans un champ électrique suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est environ 100 fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires, alors l'avalanche conduit à la formation d'une structure dipolaire comme le montre la figure (I.4).

- Une région (vers l'anode) à forte densité d'électrons,
- Une région (vers la cathode) à forte densité d'ions positifs.

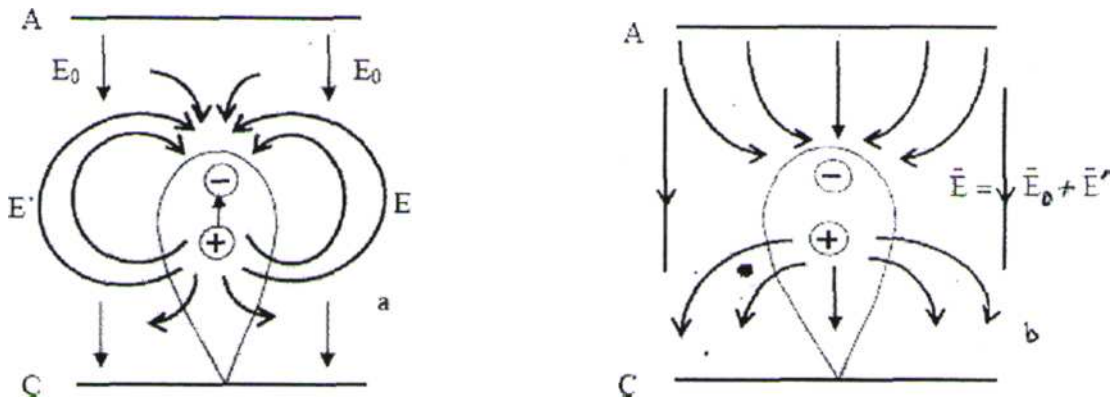


Figure 1.4 : Diagramme schématique d'une avalanche d'électrons [7]

Par conséquent, la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique E de structure dipolaire et s'opposant à la séparation qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur. Le champ résultant est alors plus faible que E_0 et acquiert une composante radiale entre les deux nuages de charges.

Le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique est augmenté à la tête de l'avalanche. Tandis qu'il diminue à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi-neutre, le streamer est parfois nommé dard en Français [1].

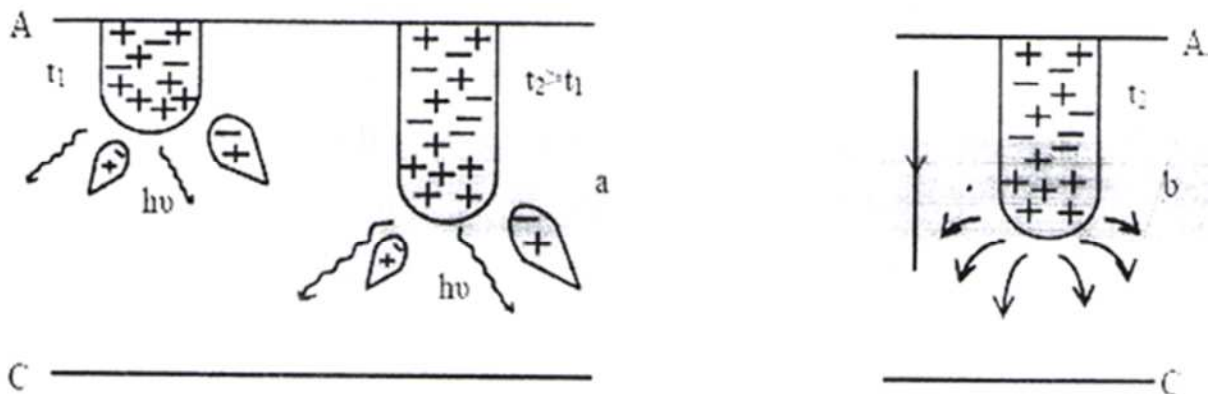


Figure 1.5 : Etapes successives de développement d'un streamer positif [7]

Si le streamer ainsi formé se dirige vers la cathode. Il est dit cathode-direct ou positif.

Dans le cas contraire, correspondant à une très forte tension et de la grandes distances inter électrodes, on parle d'*anode-directed* streamer, la situation intermédiaire restant possible. Ainsi, le processus de transformation de l'avalanche primaire en streamer est fondamental dans le claquage et constitue encore un sujet de recherche actuel. Si l'on considère le cas d'une cathode-directed streamer ; lorsque l'avalanche a atteint l'anode, les électrons commencent à plonger dans le métal de l'électrode, les ions positifs forment une charge d'espace importante qui renforce l'effet du champ résultant [1]. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo-ionisation par des photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment. Ces nouvelles rejoignent l'avalanche primaire pour former un plasma quasi-neutre de plus grande étendue dans la direction de la cathode. A cet endroit, des atomes sont excités et les mêmes processus peuvent avoir lieu à nouveau et le streamer croît. Lorsqu'il atteint la cathode, un canal de plasma neutre reliant les électrodes s'est formé, se comportant électro statiquement comme un fil métallique, ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique entre les électrodes par polarisation du conducteur, les avalanches secondaire dues à la photo-ionisation sont attirées par le canal, ce qui limite sa croissance. Ainsi la formation du streamer est possible lorsque le champ E du à la charge d'espace est plus important que le champ extérieur, afin que les avalanches secondaires se dirigent vers l'avalanche primaire.

On en déduit un critère de formation s'écrivant :

$$E' = \frac{e}{R^2} \exp(\alpha x) \approx E_0 \quad (\text{I.21})$$

e : charge élémentaire de l'électron.

R : rayon de la tête de l'avalanche.

I.7.1- Critère de Meek

Pour $x = d$ (Equation I.21), on obtient le champ minimal E'. En calculant explicitement R, on peut écrire sous forme simplifiée du critère dit *condition de claquage de Meek* :

$$\alpha(E_0)d = 20 \quad (\text{I.22})$$

et $N_e \approx \exp(\alpha d) = 10^8$ (N_e : Concentration électronique)

Ces critères sont vérifiés en particulier dans l'air à pression atmosphérique et avec d compris entre 1 cm et 10 cm. Lorsque la photo ionisation de la charge d'espace est assez importante, le facteur limitant la croissance du steamer est la neutralisation de charge d'espace positive au niveau du sillon. En effet à cet endroit, l'amplitude du champ est considérablement plus

grande que celle du champ extérieur et les électrons se déplacent alors vers la cathode plus rapidement à la vitesse de dérive correspondante.

I.7.2- Critère de Raether

A la même époque, mais indépendamment de Meek, Raether avait pu établir un critère empirique fondé principalement sur le fait que l'avalanche devait atteindre une taille critique pour que la transition avalanche-Streamer puisse avoir lieu. Le critère s'écrit simplement dans le cas d'un champ non uniforme.

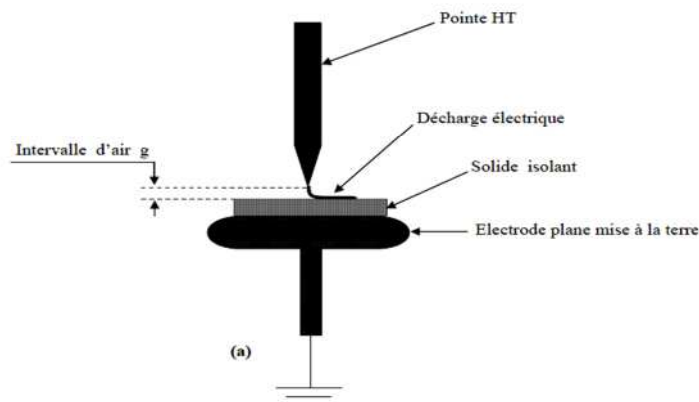
$$\int_0^{x_c} (\alpha - \eta) dx = \text{Log} n_c \quad (\text{I.23})$$

Où x_c représente la distance critique et n_c le nombre critique par l'avalanche. En général, ce nombre est de 10^8 d'électrons produits [5].

I.8- Les décharges de surface

La décharge électrique de surface, désigne une décharge qui se produit en contact avec la surface d'un diélectrique solide placée dans un gaz ou un liquide isolant. On peut distinguer deux catégories de décharges se produisant à la surface d'un solide isolant :

- Les décharges à barrière diélectrique (DBD) (figure I.6) où les isolants gazeux et solide sont généralement en série entre les deux électrodes, la décharge se développe d'abord dans le volume du gaz avant qu'elle se propage sur la surface du solide.
- Les décharges glissantes (figure I.7) où les deux électrodes sont en contact avec la surface du diélectrique solide. La décharge électrique prend naissance et se développe dans le gaz en restant en contact avec la surface du solide isolant sur laquelle elle se propage.



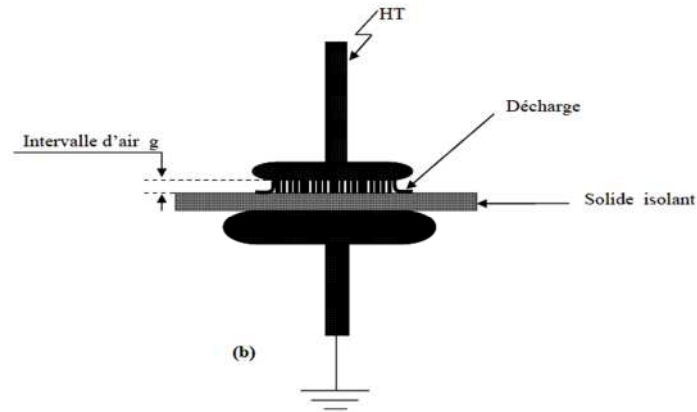


Figure I.6 : Décharges à barrière diélectriques

(a) Système pointe-plan (b) Système plan-plan

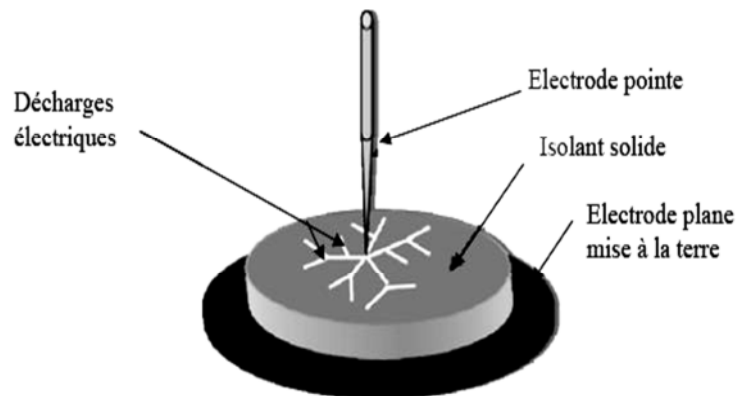


Figure I.7 : Système à décharges glissantes

I.9- Description du claquage sans barrière

La décharge prise ici comme référence est celle qui se développe dans un intervalle pointe-plan. Ce cas particulier a été choisi parce qu'on y trouve toutes les phases de la décharge. Le convertisseur d'image permet une schématisation des phénomènes successifs qui se produisent pendant la croissance de l'onde de tension comme le montre la figure (I.8). Plusieurs phases peuvent être distinguées dans le développement d'une décharge dans un plan pointe-plan, leurs caractéristiques dépendant notamment de la géométrie de l'intervalle, de la forme et de l'amplitude de l'onde appliquée.

- 1- La première couronne :** c'est la première manifestation lumineuse visible près de l'électrode HT peu après le début du choc (instant) elle se présente comme un

Ensemble de filaments lumineux à structure ramifiée, les streamers se développent sur une distance variable en direction du plan.

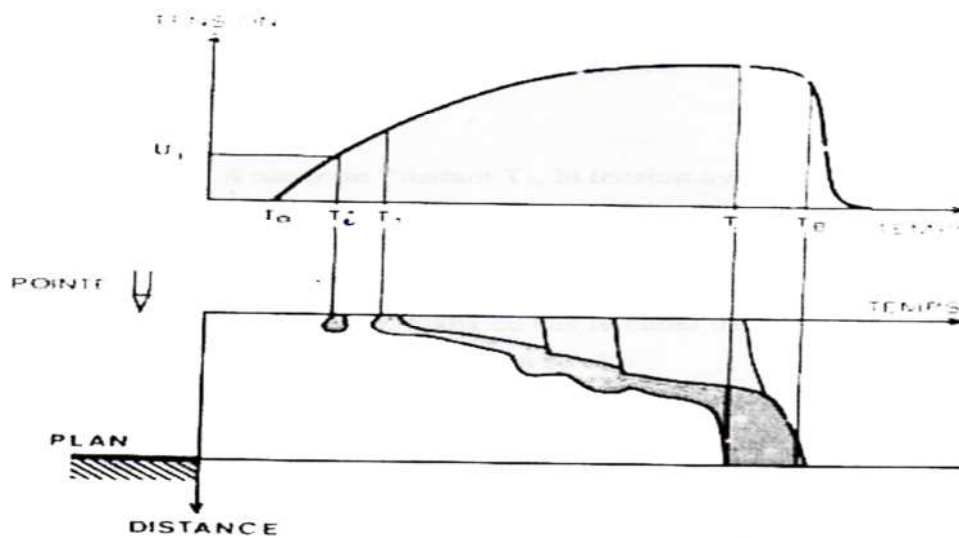


Figure I.8 : Développement complet d'une décharge [4]

- 2- **La période sombre** : Après la première couronne, suivant les caractéristiques de l'électrode HT et de la forme d'onde, il existe une période de durée variable caractérisée par l'absence de toute émission lumineuse au niveau de la pointe. C'est période sombre.
- 3- **Le leader** : A la suite de cette phase, à partir de l'instant t_i , la tension ayant suffisamment accru, l'ionisation reprend et un canal de décharge, le leader, se développent en direction du plan. La vitesse d'avancement du leader est environ 2cm/s et son diamètre de l'ordre de quelques millimètres. Cependant la progression du leader peut devenir discontinue, en particulier si l'onde de tension croît tes seulement. Dans ce cas le canal du leader s'allonge par à-coups, en même temps qu'une couronne intense apparaît à sa tête.

Selon la tension de crête du choc appliquée et le développement spatial du leader, il peut se produire un amorçage, qui débute alors par le saut final.

- 4- **Le saut final** : A l'instant t_f , les premiers filaments de la couronne situés à la tête du leader touchent le plan. On observe une vive ré-illumination des streamers de cette couronne depuis le plan jusqu'à la tête du leader, dont la vitesse croît alors de façon exponentielle. La durée de cette phase est d'environ $20\mu s$.

I.10- Description du claquage avec barrière

I.10.1- Mécanisme électrique

La rupture est atteinte quand les électrons acquièrent suffisamment d'énergie dans le champ appliqué, afin de traverser la bande interdite de l'isolant. Quand on applique un champ électrique, les électrons acquièrent de l'énergie qu'ils se partagent lors des collisions. Dans les conditions stables, cette énergie doit être dissipée. Elle sera ainsi fournie au réseau et la température des électrons tendra vers celle du réseau.

En général, l'état d'équilibre est atteint lorsque l'énergie gagnée par les électrons est totalement transférée au réseau. Le transfert d'énergie est physiquement possible lorsque le champ est inférieur au champ critique. Lorsque le champ appliqué est supérieur au champ critique on atteint la rupture diélectrique

I.10.2- rupture thermique

La rupture thermique a lieu après la formation d'un canal le long duquel la conductivité du diélectrique devient beaucoup plus importante dans le reste du volume. La quantité de chaleur dans le canal s'exprime par :

$$Q_1 = 0.24RI^2 = 0,24 \gamma \frac{S}{a} \quad (I.24)$$

Avec :

S : Section du canal ;

a : Epaisseur du diélectrique ;

γ : Conductivité moyenne du canal ;

Pour U, a et s constantes, la quantité de chaleur Q1 variera en fonction de la température. En effet la conductivité s'exprime par l'expression suivante :

$$\gamma_\theta = \gamma_{\theta_0} (e^{\alpha(\theta - \theta_0)}) \quad (I.25)$$

γ_θ : Conductivité du diélectrique à la température θ

γ_{θ_0} : Conductivité à la température θ_0

α : Coefficient de température.

θ : Température du diélectrique dans le canal.

θ_0 : Température du diélectrique dehors du canal

La quantité de chaleur dissipée Q_2 est donnée par l'expression suivante :

$$Q_2 = \gamma_{th}(\theta - \theta_0).e \quad (I.26)$$

Avec :

γ_{th} : Facteur de conduction thermique

La rupture du diélectrique est atteinte lorsque les conditions suivantes sont réunies :

$$Q_1 = Q_2$$

Tenant compte de toutes les équations citées ci-dessus, la tension de rupture diélectrique, valable pour les épaisseurs relativement petites, est donnée par la formule suivante :

$$U_d = \alpha \cdot \sqrt{\frac{\lambda_h}{0.24\lambda_{\theta_0}.e.s.a}} \quad (I.27)$$

I.10.3- Influence des paramètres extérieurs à la nature de la barrière

L'amélioration de la rigidité diélectrique d'un système pointe-plan en y plaçant correctement une barrière isolante peut être considérable. Les ions positifs créant la charge spatiale sont alors freinés par la barrière et se répartissent sur la surface.

La répartition du champ électrique subit une déformation en provoquant une augmentation de la tension disruptive du système et une amélioration notable quand la barrière est placée près de la pointe positive. Parmi ces paramètres, on pourra citer :

- L'influence du type de la tension appliquée aux électrodes.
- L'influence de la polarité de l'électrode pointe.
- L'influence de la position de la barrière ainsi que ses dimensions.

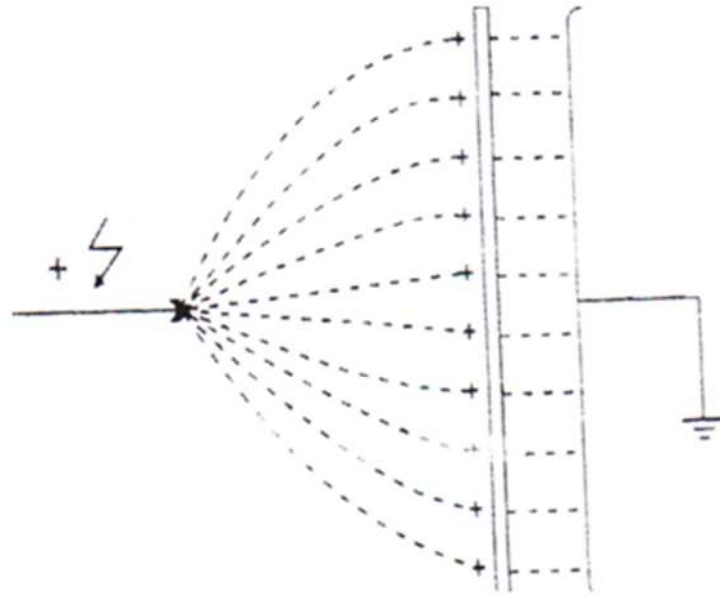


Figure II.9 : Déformation du champ électrique en présence de la barrière

I.10.4-Influence des barrières isolantes sur la rigidité diélectrique de l'air

L'emploi des barrières isolantes est considéré comme l'un des moyens les plus importants pour l'amélioration de la rigidité diélectrique d'un système inter-électrodes.

Cette idée est déjà ancienne. Elle fut remarquée, les années 1920 par C.P.Steinnut. Par la suite, plusieurs études ont été entreprises par plusieurs chercheurs.

D'après ces études, cet emploi, doit tenir compte de paramètres dont les plus importants sont la polarité et le type de tension appliquée, la position de la barrière ainsi que ses dimensions, sa résistivité superficielle.

Vers les années 1930, E. Max montre que la présence d'une barrière isolante modifie la répartition du champ électrique et provoque une amélioration notable quand la barrière est pratiquement sans effet.

Ces résultats ont été confirmés par H.Roser qui explique l'augmentation de la tension disruptive par l'uniformisation du champ électrique entre la barrière et l'électrode plane. D'après cet auteur, l'amélioration du champ électrique ne se produit que lorsque les charges déposées sur la barrière auront la même polarité que celle de la pointe. Ceci est toujours vérifié dans le cas d'une pointe positive. Dans le cas d'une pointe négative ceci n'est vérifié que si la barrière est proche de la pointe. Cette constatation a été confirmée par N.F.Zolochenko et Verma

En 1981, Tackino. Hirano ont étudié l'influence des barrières isolantes sur la propagation des décharges dans les intervalles d'air pointe-plan comprise sur la propagation il

a trouvé que la tension 50% de décharge disruptive pour les chocs de foudre positifs dépend de la position de l'écran. Dans le cas d'une polarité négative, la barrière est pratiquement sans effet pour un intervalle d'air pointe-pointe de 20cm avec une barrière de 40cm de diamètre placée au milieu de l'intervalle d'air pointe plan de 20cm avec une barrière de 40cm de diamètre placé entre 0 et 15 cm de la pointe, la tension $U_{50\%}$ est de (1.5 à 1.7) fois la tension du même intervalle sans barrière

Le type de décharge dépend essentiellement du rapport (D/x)

Où :

D est le diamètre de la barrière

x est la distance pointe-barrière

Quand $(D/x) < 4$ se fait de manière directe, par contre pour $(D/x) > 4$, la décharge s'effectue par étapes

I.10.5- Influence de la nature de la barrière

Dans le but d'étudier l'influence de la nature de la barrière sur la décharge prenant comme exemple deux barrières de type différent, le verre et le plexiglas

Pour le cas de faibles distances inter-électrode, la tension de claquage avec barrière en plexiglas est supérieure à celle avec une barrière en verre. Cela est dû au fait que le claquage se produit en partie par décharge superficielle, celle-ci se développerait plus facilement sur la surface de la barrière de plus grande permittivité ($\epsilon_{r\text{ verre}} > \epsilon_{r\text{ plexi}}$).

Pour le cas de la barrière de plus grande distance, la tension disruptive du plexiglas devient inférieure à celle du verre. Certains travaux, ont montré que pour des intervalles d'airs de 15 cm à 30cm le maximum de tension est obtenu en position $(a/d)=0\%$ (a : distance de l'intervalle d'air).

Une barrière isolante avec des surfaces propres placées dans un intervalle d'air de 40 cm à 200 cm, conduit à une augmentation considérable de la tension disruptive du système quand elle est située particulièrement à 20% de l'intervalle d'air de la pointe.

I.11- Conclusion

Dans ce chapitre nous avons essayé d'exposer les différents processus liés aux phénomènes des décharges électriques pour mieux comprendre celui de la décharge couronne qui fera l'objet du chapitre qui va suivre.

Chapitre II

Connaissances de base sur les décharges couronne

II.1- Introduction

Toutes les décharges pré-disruptives apparaissant sous la forme de lueurs diverses qui prennent naissance au voisinage d'une électrode à faible rayon de courbure ou dans un champ non uniforme se qualifient de *décharge couronne*. La décharge couronne est liée à l'apparition de l'avalanche électronique qui se développe dans un intervalle gazeux séparant deux électrodes asymétriques soumises à un champ électrique hétérogène à des pressions de quelques torrs à quelques atmosphères. La décharge couronne apparaît lorsque la valeur maximale du champ électrique atteint celle du champ d'ionisation du gaz «air» et se manifeste sur toute la gamme de fréquences de la tension. La décharge couronne se caractérise par des phénomènes de nature optique, acoustique et électrique.

II.2- Seuil d'apparition de la décharge couronne

Lorsqu'un conducteur est soumis à une tension croissante, le champ critique d'effet de couronne est défini par l'apparition brusque d'une importante conductivité de l'air dans son voisinage immédiat.

Selon F.W Peek, pour une configuration cylindrique, l'apparition de l'effet de couronne est fonction du champ superficiel, du rayon du conducteur, et de la densité de l'air.

$$E_c = E_0 \delta m_1 m_2 \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (\text{II.1})$$

Avec :

$E_0 = 30$ kV/cm: Valeur de crête du champ électrique en conditions normales.

r : Rayon du conducteur en cm.

m_1 : Coefficient qui tient compte de l'état de surface du conducteur (l'irrégularité géométrique du conducteur).

m_2 : Coefficient qui prend en considération l'influence de la pollution des conducteurs souvent le produit ($m_1 m_2$) est remplacé par un seul coefficient dit *coefficient de surface* m .

Il est à noter que l'état de surface du conducteur est très important dans la détermination du champ électrique. La relation précédente ne se vérifie que pour des surfaces parfaitement polies. La rugosité superficielle diminue le champ critique, et on tient compte de cet effet en attribuant au conducteur un coefficient expérimental $m < 1$.

δ : Densité de l'air.

$$\delta = \frac{p}{p_0} \frac{273+t_0}{273+t} \quad (\text{II.2})$$

P : Pression au tour du conducteur.

$P_0 = 760$ mmHg: Pression normale.

Le terme « $1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta} r}$ » : est appelé correction de Peek, il tient compte du fait que plus le rayon du conducteur plus il est petit, plus il est difficile d'ioniser loin de ce conducteur. Cette difficulté d'ioniser est due au fait que le champ électrique décroît très rapidement en s'éloignant du conducteur [1].

II. 3- Expression du champ électrique

Pour une configuration pointe-plan, en l'absence de charges d'espace, **Hartmann(1977)**, a établi une expression du champ électrique $E(x)$ en fonction du potentiel appliqué à la pointe [5,12].

$$E(x) = \frac{V}{\left(x + \frac{r}{2}\right) \ln\left(\frac{2d+r}{r}\right)} \quad (\text{II.3})$$

$E(x)$: Champ électrique ($V.m^{-1}$).

V : Tension appliquée à la pointe (V).

x : Distance à la pointe sur l'axe pointe-plan (m).

r : Rayon de courbure de la pointe (m).

d : Distance inter-électrodes (m).

II.4- Caractéristique courant-tension

L'allure de la caractéristique courant-tension d'un système d'électrodes très asymétriques est donnée par la figure (II .1) on y distingue plusieurs zones :

Domaine I : Correspond à la collecte des particules chargées provenant de l'ionisation naturelle, il est caractérisé par un courant proportionnel à la tension appliquée jusqu'à un courant de saturation qui est déterminé par le mécanisme de renouvellement des ions ou électrons atmosphériques [5].

Domaine II : Une augmentation rapide du courant face à une faible variation de tension appliquée, un électron passant par cette zone à champ important est largement accéléré pour ioniser un atome alors l'enclenchement d'un mécanisme d'avalanche électronique est fortement probable (régime de *Townsend* non autonome) [5,12].

Domaine III : Correspond au régime auto-entretenu tel qu'on peut définir plusieurs sous-régimes.

D'abord le régime de *Townsend* auto-stabilisé où coexistent un courant continu et des impulsions de faibles intensités, puis la charge d'espace créée dans le volume inter-

électrodes devient importante, imposant un champ antagoniste dominant le champ géométrique dû à la tension appliquée. Le courant devient, continu, et croît lentement avec la tension : C'est le régime de la décharge couronne. En augmentant la tension, il apparaît une composante impulsionnelle du courant de décharge associée à la propagation des streamers [12].

Domaine IV : Au delà de la tension V_r , le champ réduit E/N augmente et peut atteindre une valeur pour laquelle l'ionisation devient supérieure à l'attachement électronique. On observe la formation d'étincelle ou d'arc, c'est la transition du régime de décharge couronne au régime d'arc [5,12].

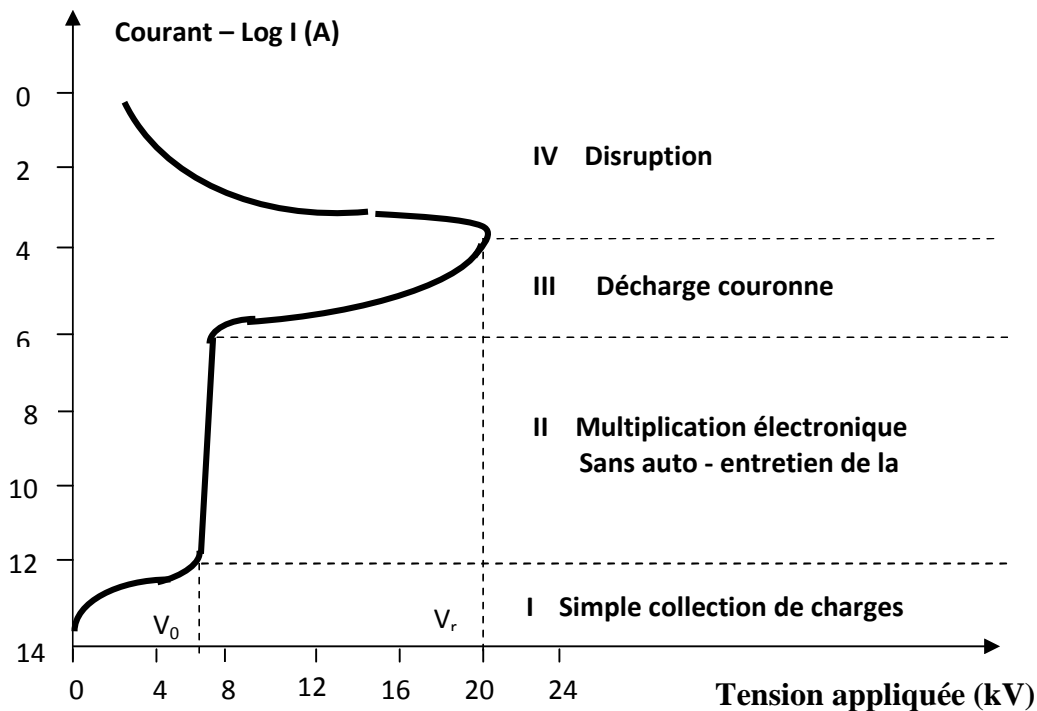


Figure II.1 : Caractéristique courant-tension d'une décharge positive dans l'air à pression atmosphérique [5].

II.5- Topographie de la décharge couronne

Dans une configuration pointe-plan (figure II.2), la décharge couronne peut-être considérée comme une superposition de deux régimes : Un régime de *Townsend* et un autre de streamers.

Le premier se développe aux alentours de la région active (la pointe) où une intense présence de champ permet l'ionisation du gaz.

Cette zone excite toujours dans n'importe quelle décharge dans les gaz où se rencontrent des porteurs de charges des deux signes.

A la fin de la première avalanche, le second régime prend naissance dans la région de dérive ionique, où l'attachement électronique domine le processus de multiplication, en raison de faible champ qui y règne.

Cette zone joue le rôle d'une grande impédance en série avec celle d'ionisation en assurant ainsi la stabilité caractéristique intrinsèque de la décharge.

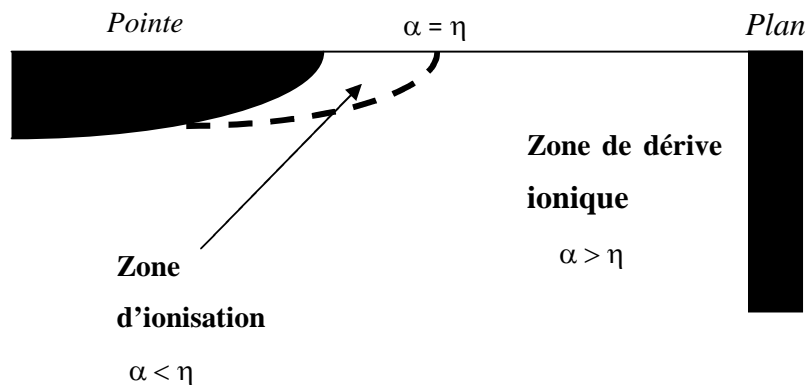


Figure II.2 : Topographie d'une décharge couronne [5]

Cette région de dérive, dite passive qui n'est autre que le voisinage de l'électrode plane est le siège d'une activité physico-chimique complexe et externe, car de nombreux radicaux et espèces activées produites par la décharge, sont entraînés par les ions.

Dans le cas de la décharge couronne négative, la multiplication électronique est stoppée par l'interface entre les deux régions caractérisées par l'équipotentielle satisfaisant la condition :

$$\dot{\alpha} = \alpha - \eta = 0$$

Mais cette équipotentielle devient au contraire d'origine de la multiplication électronique en décharge positive [5].

II .6- Décharge couronne positive ou *streamers*

Ce modèle de décharge à été proposé par Townsend en 1915. Dans ce modèle l'électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. La présence de cet électron est expliquée par la photo-ionisation d'une molécule du gaz par le rayonnement cosmique. Cet électron, accéléré vers la pointe, subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe [5,12]. Après le ramassage de l'anode de ces électrons, ils laissent dans leur chemin une zone de charges d'espace positive (Figure II.3).

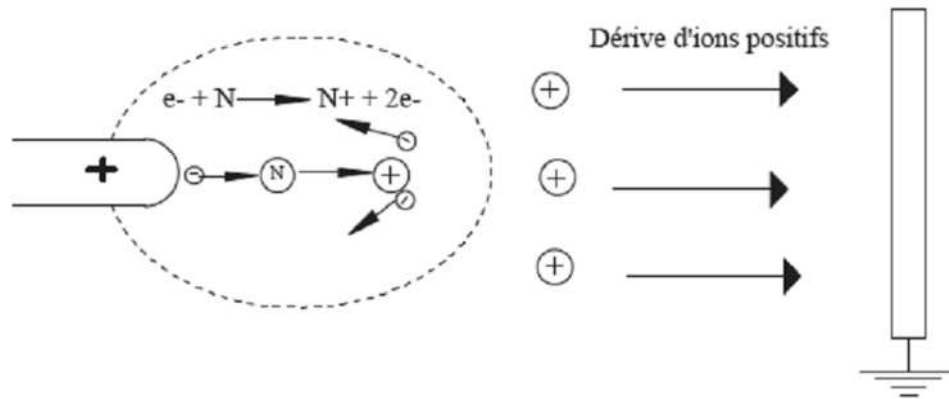


Figure II.3 : Descriptif de la décharge couronne positive [12]

Pour cette décharge, il y a avancement de streamers, qui se propagent en quelque sorte comme une extension de l'anode. Ce qui voudrait dire que la décharge est composée d'une phase de propagation du streamers et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. C'est deux phases forment un cycle de fréquence 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires [12].

II.7- Décharge couronne négative ou *impulsions de Trichel*

La décharge couronne négative se produit quand la pointe est portée à un potentiel négatif, il y a toujours production d'électrons par photo-ionisation. Une fois que le champ a atteint la valeur critique, il y aura apparition d'une région de forte ionisation autour de la pointe, dont l'apparition des impulsions dites de Trichel. Elles constituent les premiers phénomènes d'ionisation visibles près de la cathode, elles ont la même amplitude, très courte durée et apparaissent à des intervalles réguliers sous la forme d'un cône lumineux [12].

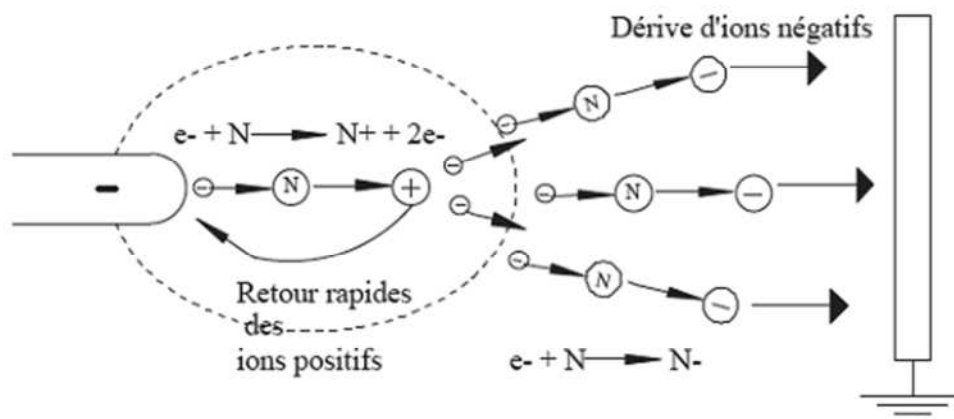


Figure II.4 : Descriptif de la décharge couronne négative [12].

II.8- Décharge couronne en régime alternatif

L'application d'un champ alternatif au gaz influe sur le comportement du système qui dépend de la distance inter-électrodes d_{max} et la fréquence d'alimentation électrique donnée par la relation suivante :

$$d_{max} = \frac{\mu E_{max}}{2\pi f} \quad (II.4)$$

Où :

f : fréquence du champ alternatif

μ : mobilité des ions

E_{max} : amplitude maximale du champ

Lorsque la distance inter-électrodes est inférieure à la distance d_{max} , on observe les mêmes modes de décharges que dans le cas du courant continu. Pour les distances supérieures à d_{max} , il ya accumulation de charges d'espace. En effet pour les grandes distances, les ions positifs n'ont pas le temps d'être évacués pendant l'alternance positive, leur présence autour de la pointe augmente le champ électrique existant. Par conséquent, le mode de décharge suivant a lieu à une tension appliquée plus faible [12].

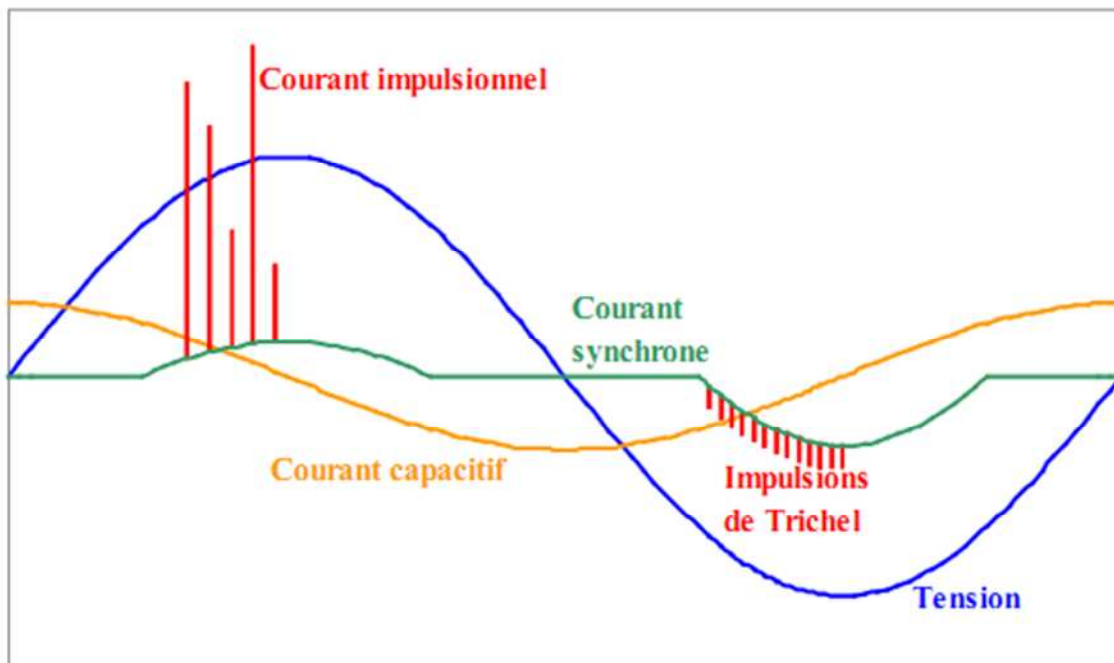


Figure II.5 : Différentes composantes du courant en alternatif en géométrie pointe-plan à la pression atmosphérique [12].

De la figure (II.5), il apparaît clairement trois composantes du courant :

- *un courant capacitif* : dû à l'intervalle gazeux entre les électrodes qui jouent le rôle d'un condensateur ;
- *un courant synchrone*, continu et en phase avec la tension appliquée ;
- *un courant impulsif*, somme des impulsions streamer pour les alternances positives et des impulsions de Trichel lors des alternances négatives [12].

II.9- Les facteurs influençant sur la décharge couronne

Plusieurs facteurs peuvent influencer sur le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne, on distingue trois facteurs essentiels :

- Facteurs géométriques ;
- Facteurs physico-chimiques ;
- Facteurs électriques.

II.9.1- Facteurs géométriques

II.9.1.1- Rayon de la courbure

L'augmentation du rayon de courbure augmente la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

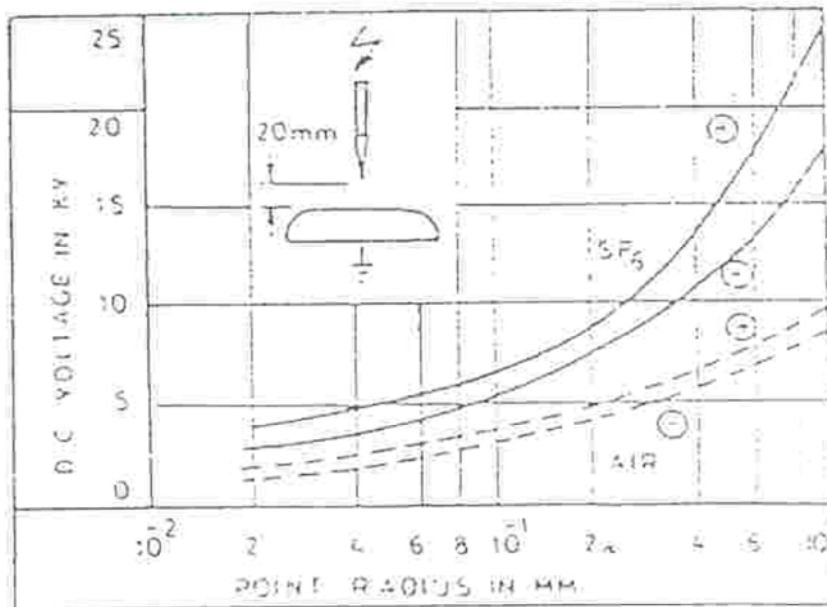


Figure II.6: Seuil d'apparition d'effet couronne en fonction du rayon de la pointe pour l'air et le SF₆ [5]

II.9.1.2-Distance inter-électrodes

L'influence de la distance inter-électrodes sur les paramètres de la décharge est montrée sur la figure II.1.

Il apparaît clairement que le courant est plus important et croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances inter-électrodes. De plus, les seuils de décharge couronne apparaissent pour de faibles valeurs de tension dans le cas des distances inter-électrodes petites.

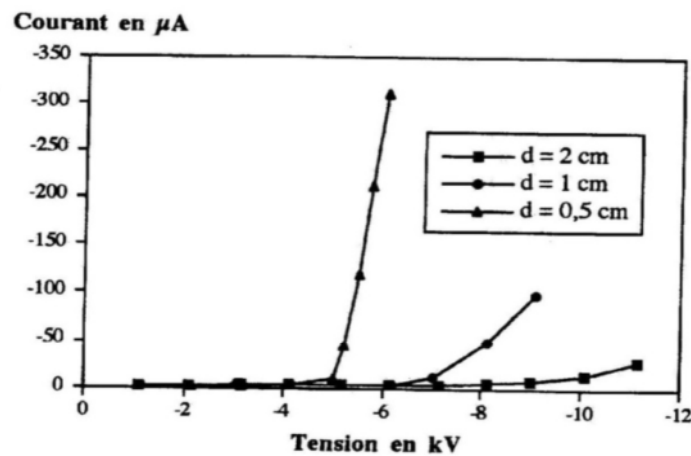


Figure II.7 : Influence de la distance inter-électrodes sur le courant de la décharge couronne [11]

II.9.2- Les facteurs physico-chimiques

II.9.2.1- La température

Avec l'augmentation de la température, à la pression normale, la rigidité diélectrique de l'air diminue, ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen augmente.

II.9.2.2- L'humidité et la densité de l'air

Pour les systèmes d'électrodes à champ non uniforme, l'humidité a une grande influence sur la tension de décharge.

Quand le taux d'humidité H augmente, la tension de décharge augmente. En effet, les molécules de vapeur d'eau s'attachent aux électrons libres et freinent ainsi le développement de la décharge.

La tension de décharge est proportionnelle à la densité de l'air. Des facteurs de correction doivent être appliqués :

- Soit pour convertir une tension mesurée dans des conditions atmosphériques quelconques à la valeur qui aurait été obtenue sous les conditions atmosphériques de référence.
- Soit pour convertir une tension d'essai spécifiée pour les conditions de référence en sa valeur équivalente dans des conditions régnant au cours de l'essai.

Le facteur de correction k_d tenant compte de la densité de l'air :

$$K_d = \left(\frac{P}{P_0}\right)^m \left(\frac{t_0+273}{t+273}\right)^n \quad (\text{II.5})$$

$t_0 = 25^\circ\text{C}$: Température normale.

$P_0 = 1013 \text{ mbar}$: Pression normale.

P : La pression atmosphérique en mbar.

t : La température atmosphérique en degrés Celsius.

- Le facteur de correction k_h tenant compte du taux de l'humidité :

$$k_h = k^w \quad (\text{II.6})$$

h_0 : humidité absolue normale. ($h_0 = 11 \text{ g d'eau / m}^3 \text{ de gaz}$).

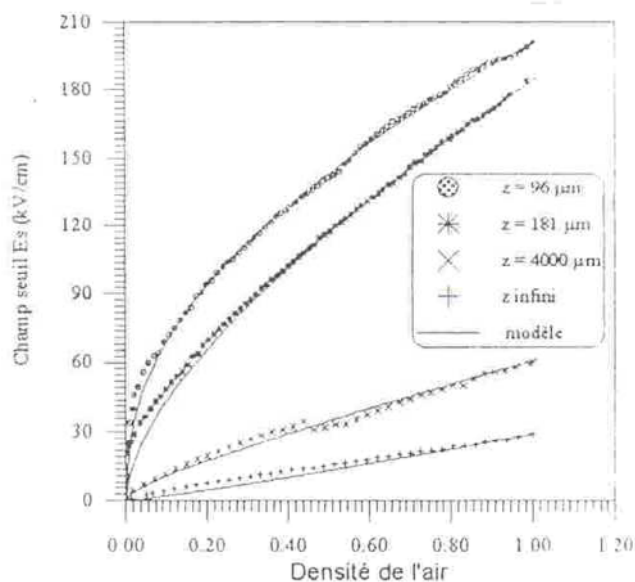


Figure II.8 : Variation du champ seuil E_s d'apparition de la décharge couronne positive en pointe plan en fonction de la densité de l'air δ ; $H_a=0\text{g/m}^3$ [5]

La constante k dépend de l'humidité absolue et les exposants m , n et w dépendent de la nature et de la polarité de la tension ainsi que de la distance d'amorçage d .

Pour ramener la tension de décharge mesurée à sa valeur dans des conditions atmosphériques normales on utilise la relation suivante :

$$U_{d_n} = U_d \frac{k_h}{k_d} \quad (\text{II.7})$$

II.9.2.3- La pression

L'effet de la pression est proportionnel à la tension d'amorçage et inversement proportionnel au courant [5].

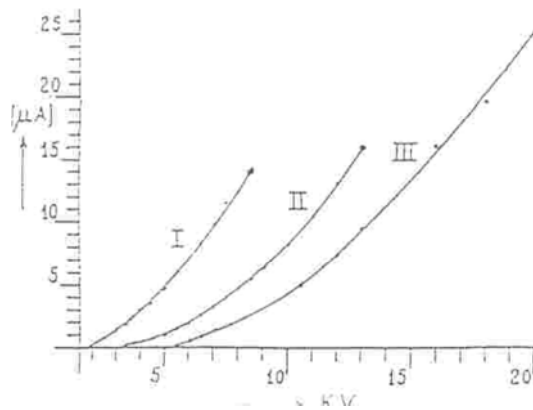


Figure II.9 : Caractéristique courant-tension de la décharge couronne positive pour le N_2 (pointe-plan) [5]

I : 100 mmHg, II : 300 mmHg, 760 mmHg

II.9.3- Facteurs électriques

La mesure de la tension appliquée (alternative, continue, haute fréquence) joue un rôle prépondérant sur les caractéristiques de la décharge [5]. Cette décharge qu'on trouve influencée par la polarité.

L'influence de la polarité se joue sur le seuil de l'apparition de l'effet couronne.

Cela s'explique par l'importance de la décharge d'espace en polarité négative constituée d'électrons extraits par l'effet de champ de la cathode en plus de ceux résultants des radiations naturelles ou du détachement à partir d'ions négatifs.

Quand à la décharge d'espace en polarité positive elle est constituée seulement d'ions positifs provenant de l'ionisation du gaz. Donc cette charge est plus difficile à former et plus faible que son homologue négative.

II.10- Effets indésirables de l'effet de couronne dans l'air

II.10.1- Pertes

Dans une décharge couronne, une grande partie de l'énergie électrique est perdue dans les collisions entre les molécules neutres du gaz. Ainsi les pertes dépendent principalement de la quantité de charge produite. De plus elles sont fortement influencées par l'état de surface du conducteur et par les conditions climatiques. En effet, la valeur moyenne annuelle des pertes par effet de couronne est relativement faible soit de l'ordre de quelques kW/cm.

Mais par mauvais temps, on peut atteindre une valeur maximum de pertes par effet couronne plus de vingt fois plus grande que la valeur moyenne. Ces augmentations ont une influence sur la livraison d'énergie surtout pendant les périodes de pointe. Pour ces raisons les concepteurs de ligne déterminent le diamètre et le nombre de conducteurs par phase en considérant le champ critique d'apparition de l'effet de couronne et de l'intensité de précipitation.

Sous l'effet d'un champ électrique local, les charges d'espaces dérivent. En migrant du conducteur vers le sol sont la cause d'une perte d'énergie qu'on détermine sous la forme suivante :

$$P_c = 2.41 \frac{f+25}{\delta} \sqrt{\frac{r}{d}} [V_s - V_c]^2 \quad (\text{II.8})$$

δ : Densité de l'air,

d : distance entre deux conducteurs en ligne,

r : le rayon du conducteur de ligne,

V_s : la tension simple du réseau triphasé symétrique (kV_{eff}),

V_c : la tension simple d'apparition de l'effet couronne (kV_{eff}),

f : fréquence du réseau 50 ou 60 Hz.

Cette relation est valable lorsque $V_s \geq V_c$ car c'est le cas où l'effet couronne apparaît.

II.10.2- Interférences radiotélévision

La décharge couronne est à l'origine des parasites ou interférences radiotélévision qui peuvent être captées par les antennes des récepteurs qui se trouvent proches des lignes de transport d'énergie (moins de 100 m). Outre l'effet de couronne, les étincelles ou les petits arcs électriques sont également responsables de perturbations.

II.10.3- Bruit audible

L'effet couronne est à l'origine d'une onde sonore produite par une variation locale de la pression qui se propage dans l'air environnant. La principale source de bruit audible provient des gouttes suspendues ou des gouttes passant à proximité des conducteurs. Il a été observé aussi que le givre est un générateur de bruit audible. De plus, en présence de la vibration induite par effet de couronne sous pluie, les bruits irréguliers sont parfois modulés à la fréquence de vibration mécanique des conducteurs.

II.10.4- Vibrations mécaniques

Lors de la pluie et en présence d'un champ électrique, les conducteurs des lignes de transport d'énergie électrique se mettent à vibrer à la fréquence naturelle de la portée. Ce type de vibration est associé à la décharge par effet de couronne des gouttes d'eau suspendues en-dessous des conducteurs.

II.11- Influence de la barrière sur la décharge couronne

II.11.1- Définition

Les barrières sont des matériaux qui présentent une très grande résistance au passage du courant électrique et dont la conductibilité est pratiquement nulle. Elles ont une structure moléculaire d'atomes ayant plus de quatre électrons périphériques.

Ces électrons fortement retenus par des forces de liaison inter atomiques et ne peuvent guère devenir libres pour donner lieu à un courant électrique.

Les barrières isolantes sont utilisées pour isoler les conducteurs et les pièces sous tension afin d'empêcher les courts-circuits.

Les écrans isolant de natures différentes ; n'ont pas tous les même performances du point de vue de l'augmentation de la tension disruptive d'un système d'isolement, cela est du au fait que les paramètres définissant les propriétés d'un matériel varient d'un diélectrique à un autre

II.7.2- La résistivité transversale

La résistivité transversale d'un matériau isolant est la résistance d'un élément de ce matériau de 1 cm de section par 1 cm de longueur. Elle s'exprime généralement en $\Omega \cdot \text{cm}$.

Cette résistivité détermine le courant de fuite à travers l'isolant. Elle varie suivant le degré d'humidité de l'isolant et diminue fortement avec une élévation de température. Une résistivité transversale faible, permet le passage d'un courant de fuite dangereux à travers l'isolant.

II.7.3- La résistivité superficielle :

La résistivité superficielle est définie comme étant la résistivité de la surface de l'isolant. Elle s'exprime en Ω par unité de surface.

Elle dépend du degré d'humidité du milieu et de l'état de surface de l'isolant.

II.7.4- La résistivité d'isolement

La résistivité d'isolement entre deux électrodes qui sont en contact avec un isolant est le rapport de la tension continue appliquée aux électrodes au courant global qui les traverse à un moment après l'application de cette tension.

II.7.5- Constante diélectrique ou permittivité relative

Elle est définie comme étant le rapport de la capacité d'un condensateur ayant pour diélectrique le matériau isolant, à la capacité du même condensateur ayant le vide comme diélectrique.

La permittivité n'est influencée par aucun paramètre qu'il soit physique ou chimique.

II.7.6- Rigidité diélectrique

La rigidité diélectrique est la tension qui provoque la perforation de l'isolant par unité d'épaisseur. On parle aussi de tension disruptive ou de claquage de la barrière.

La rigidité diélectrique peut être influencée par plusieurs paramètres dont l'épaisseur, la forme des électrodes et leurs polarités ainsi que la forme et la durée d'application de la tension.

II.7.7- Les pertes diélectriques

Les isolants soumis à des champs électriques alternatifs sinusoïdaux sont le siège des pertes d'énergie active sous forme thermique due à la conductivité du diélectrique, ainsi qu'au phénomène de relaxation.

II.7.8- Relaxation

La relaxation est due au fait que, pour un isolant réel avec pertes, il existe un déphasage entre le déplacement D et le champ E qui fait, qu'en tension alternative, la polarisation par orientation des dipôles est plus difficile et entraîne des pertes d'énergie active.

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{II.9})$$

ε étant la permittivité complexe absolue du diélectrique, définie comme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \chi \varepsilon_r$$

ε_r : Permittivité complexe relative du diélectrique

II.8- Domaines d'application des décharges couronne

II.8.1- Traitement des effluents gazeux

II.8.1.1- Les précipitateurs électrostatiques

Les premières applications des plasmas froids ont été les précipitateurs électrostatiques, qui utilisent des décharges couronne appliquées aux traitements des effluents gazeux contenant des poussières. On peut les trouver à la sortie des gaz des centrales thermoélectriques, des cimenteries, etc. Ils sont aussi utilisés pour améliorer la qualité de l'air intérieur d'un local (ioniseur d'air).

L'ioniseur émet des électrons, ces électrons vont aller s'attacher aux gros ions positifs (pollution) pour former des particules neutres. Ces dernières vont acquérir des charges négatives en quantités suffisantes pour devenir des gros ions négatifs. Ces gros ions négatifs vont ensuite se repousser mutuellement pour aller (attraction électrique) à la surface conductrice (donc de décharge) qui sont les sols et les murs.

II.8.1.2- Destruction des polluants

Ces dix dernières années les milieux scientifiques et industriels s'intéressent à la possibilité d'utiliser les plasmas froids pour détruire les polluants et non pas les piéger, en exploitant la réactivité chimique des radicaux et espèces engendrés au sein du plasma, pour transformer les molécules polluantes en molécules inoffensives, les résidus obtenus peuvent être parfois valorisables. Les polluants visés actuellement sont essentiellement les oxydes de soufre et d'azote.

II.8.2-Traitement des surfaces

La micro-électronique est le premier secteur à avoir utilisé les plasmas froids produits par décharge couronne pour la fabrication des circuits intégrés et des circuits imprimés, grâce à leurs caractéristiques et leurs qualités intrinsèques, les plasmas froids se diffusent dans d'autres secteurs comme la métallurgie et la mécanique (durcissement superficiel et protection anticorrosion des pièces et outillages).

II.8.2.1- Nettoyage et érosion de surface

Cela comprend les opérations de nettoyage, décapage, de préparation de surface avant dépôt et de gravure. Pour nettoyer une pièce couverte d'huile et de particules, on commence par chasser le plus gros mécaniquement avec l'air comprimé ou de l'eau, puis éliminer la fine couche d'huile résiduelle à l'aide d'un plasma froid à l'oxygène, qui va volatiliser les polluants organiques de surface par un effet de combustion froide contrôlée qui est plus économique et plus protecteur pour l'environnement.

II.8.2.2- Modification de la chimie de surface

La modification de la chimie de surface peut être la fonctionnalisation, le greffage, le dopage par implantation et diffusion ou stérilisation. C'est à l'aide de plasmas froids que sont réalisées un grand nombre de membranes polymères.

II.8.3- Élimination de l'électricité statique

Dans l'industrie l'électricité statique est la source de dysfonctionnements gênants, car elle provoque des décharges néfastes aux dispositifs électroniques ou des collages de poussière sur des produits souhaités purs.

II.9- Conclusion

Nous avons rappelé dans ce chapitre les différents aspects et phénomènes de l'effet couronne, ainsi que les mécanismes de sa formation. Sous l'effet de plusieurs paramètres naturels, électriques et géométriques.

Chapitre III
Résultats expérimentaux et
commentaires

III.1- Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats expérimentaux de la décharge couronne dans un intervalle d'air contenant une barrière électrique. Les expériences ont été effectuées dans les conditions normales de température et de pression en utilisant une source de tension alternative pouvant varier de 0 à 100 kV.

III.2- Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une source Haute Tension alternative variant de 0 à 100 kV et d'un système d'électrode pointe-plan comme le montre la figure suivante :

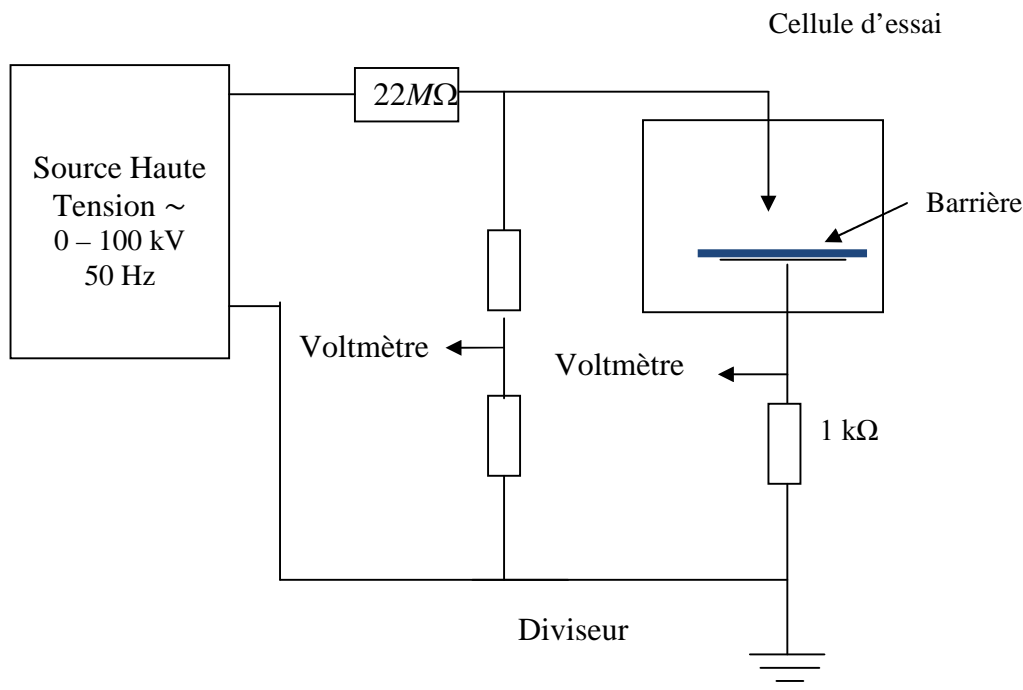


Figure III.1 : Dispositif expérimental

L'électrode plane est un disque circulaire à bords arrondis de 100 mm de diamètre et de 4 mm d'épaisseur. L'électrode pointue est une tige cylindrique de 95 mm de longueur, avec un angle d'ouverture de 30° présentant différents rayons de courbure (figure III.2).

Avec ce dispositif, nous avons relevé la caractéristique courante-tension pour différentes épaisseurs de la barrière et différents matériaux de celle-ci. Le courant mesuré est le rapport de la tension V sur la résistance R .

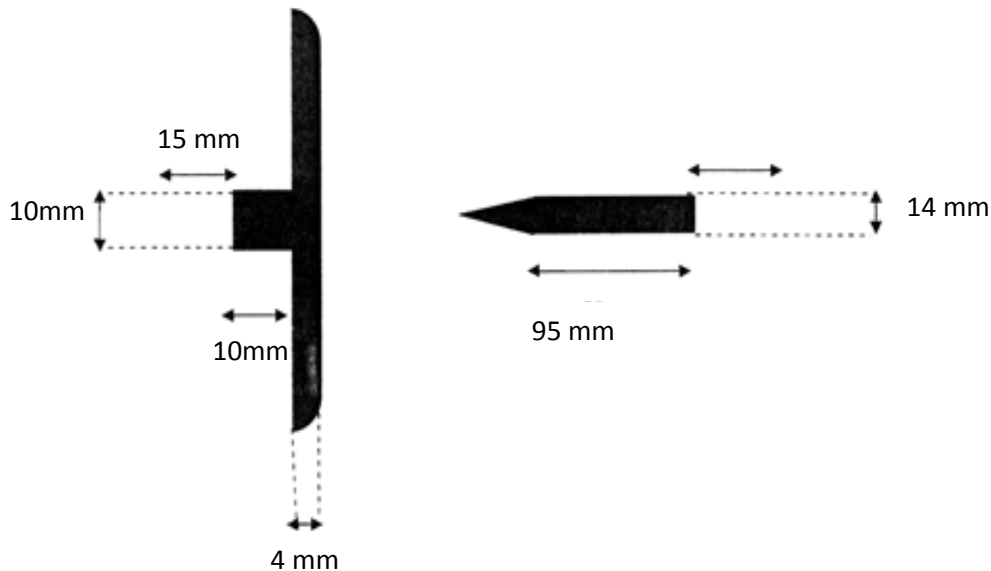


Figure III.2: Système d'électrodes utilisé

Pour une meilleure compréhension et lisibilité, nous adopterons la convention (Figure III.3)
 d : distance inter électrodes, c'est-à-dire distance entre la pointe et le plan
 e : épaisseur de l'échantillon (barrière dans notre cas)
 $x=d-e$: distance entre l'échantillon et la pointe

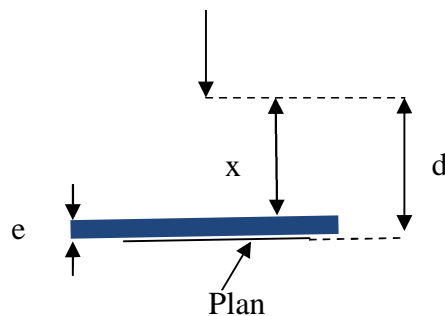


Figure III.3 : Paramètre géométrique de la barrière (pointe-plan)

III.3- Les matériaux utilisés

Lors nos expériences, nous avons utilisé trois types de matériaux comme barrière diélectrique à savoir : Le poly méthacrylate de méthyle (PMMA), le polystyrène (PS), et le polycarbonate (PC) tandis que les électrodes sont en cuivre.

III.3.1- Propriétés des matériaux utilisés

III.3.1.1- Le poly méthacrylate de méthyle (PMMA)

Il a été découvert en 1927 et présente les caractéristiques suivantes :

- très grande transparence, très limpide avec un aspect brillant,
- propriété optique exceptionnelle (transmission lumineuse supérieur à celle du verre (transparence, limpidité, brillance). Son indice optique est de:1,49,
- aspect de la surface très lisse et brillant,
- excellente tenue aux rayons ultraviolets et à la corrosion,
- excellente résistance aux agents atmosphériques,
- légèreté : densité de $1.19\text{g}/\text{cm}^3$ donc beaucoup plus léger que le verre,
- un bon pouvoir d'isolation,
- très haute résistance au vieillissement,
- haute dureté,
- rigidité diélectrique de 15 à 20 kV/mm,
- température de fusion : 2100°C ,
- température de transition vitreuse: de 110 à 135°C

- température de ramollissement : 90°C ,
- résistance superficielle de 10^{15} à $10^{16}\Omega$,
- résistance transversale de 10^{15} à $10^{16}\Omega \cdot \text{cm}$,
- permittivité relative :
 - de 3 à 4 pour 50 ou 60 Hz,
 - de 3 à 4,5 pour 1 kHz,
 - de 2,7 à 3,2 pour 1 MHz.

III.3.1.2- Le polystyrène (PS)

Sa découverte fut entre 1930 et 1931. Il est d'origine gaz naturel ou pétrole = styrène. Il présente les caractéristiques suivantes:

- très transparent,
- dur,
- très électrostatique,
- produit de grande diffusion.

- grande rigidité diélectrique de 20 à 30 kV/mm,
- température de décomposition entre 280 et 320°C,
- température de transition vitreuse de 90°C,
- résistance superficielle supérieur à $10^{15}\Omega$,
- résistance transversale de $10^{17}\Omega \cdot \text{cm}$,
- densité : de 1,04 à 1,05 g / cm³,
- permittivité relative : de 2,4 à 2,6 pour toutes les fréquences.

III.3 .1.4-Le polycarbonate:

Découvert en 1957 d'origine propylène+éthylène et a pour caractéristiques :

- Faible densité 0,9g/cm³,
- Très bonne résistance aux produits chimiques,
- Extraordinaire résistance à la flexion,
- Résistant aux rayons x,
- Température de moulage de 210 à 300°C,
- Rigidité diélectrique de 20 à 40 kV/mm,
- Température de fusion 160° à 166°C,
- Masse spécifique 0,898g/cm,
- Limite à la rupture 27 MPa,
- Permittivité relative égale : 2 ,2 à 2,6 pour toutes les fréquences

III .4-Mode opératoire :

Dans le but d'éviter toute modification ou altération des électrodes, celle-ci sont nettoyées avant et après chaque essai afin de réduire les effets liés à la corrosion, la température, la pression et la pollution.

L'ensemble des essais est réalisé dans les mêmes conditions atmosphériques (pression, température et humidité).

III.5- Résultats et commentaires :

III.5.1-L'influence de l'épaisseur de la barrière:

Afin de voir un éventuel effet de l'épaisseur de la barrière sur la caractéristique courant-tension en régime de décharge couronne, nous avons utilisé le PS pour deux distances

inter électrodes 20 et 25 mm. Nous avons pris des barrières ayant respectivement les épaisseurs de 0,5, 1, 1,5 et 2 mm.

Nous remarquons qu'en régime de décharge couronne, l'épaisseur de la barrière n'a pratiquement pas d'influence sur la caractéristique I-V (Figures III.4 et III.5). Par contre, nous avons noté que, pour les épaisseurs de la barrière de 0,5 et 1 mm, la décharge couronne est stable que pour 1,5 et 2 mm.

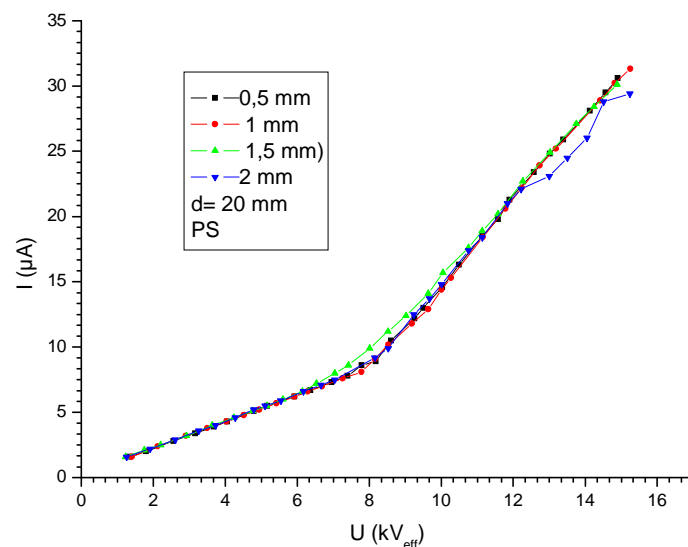


Figure III.4 : Influence de l'épaisseur de la barrière (PS), $d=20\text{mm}$.

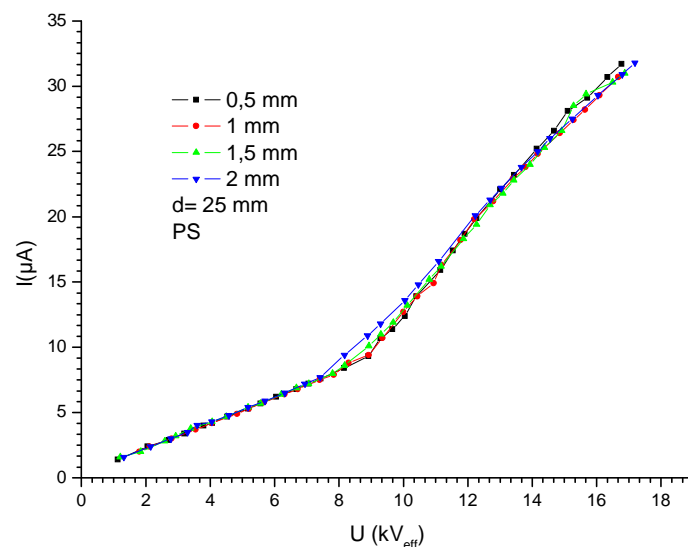


Figure III.5 : Influence de l'épaisseur de la barrière (PS), $d=25\text{mm}$.

III.5.2- Influence de la distance inter-électrodes

Nous avons effectué des essais avec des barrières respectivement en polycarbonate et PS ayant 0,5 mm d'épaisseur. Les figures (III.6) et (III.7), montrent clairement l'effet de la distance inter électrodes sur la caractéristique courant-tension en régime de décharge couronne. Le courant est d'autant plus grand que la distance inter électrodes est petite.

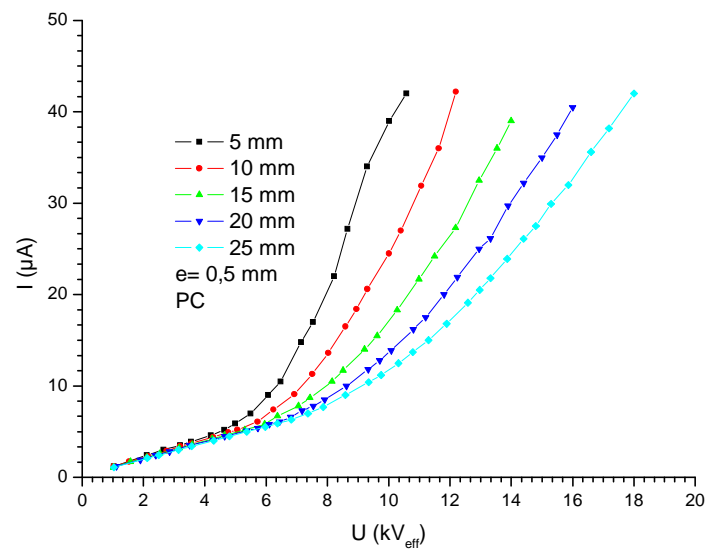


Figure III.6 : Influence de la distance inter électrodes (PC, $e=0,5$ mm)

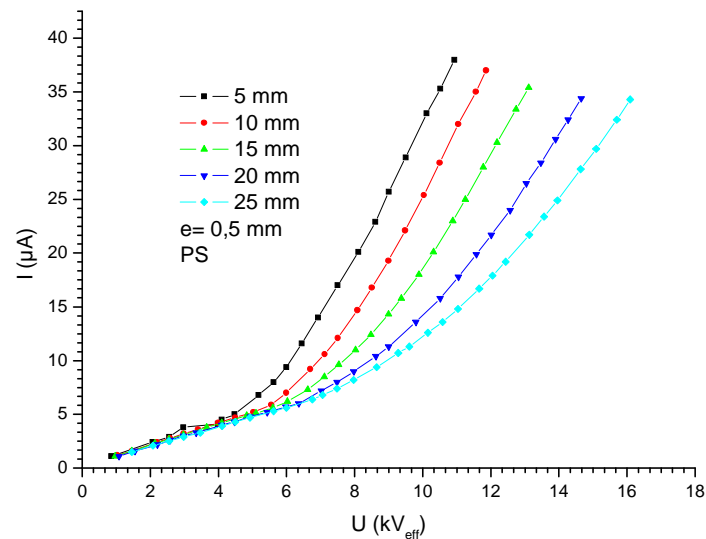


Figure III.7 : Influence de la distance inter électrodes (PS, $e=0,5$ mm)

III.5.3- Influence du rayon de courbure de la pointe

Pour cette série d'essais, nous avons utilisé 3 pointes ayant les rayons de courbure suivants : 310, 560 et 685 μm . De l'examen des figures (III.8), (II.9) et (III.10), il apparaît un effet prononcé du rayon de courbure de la pointe sur la caractéristique courant-tension en régime de décharge couronne.

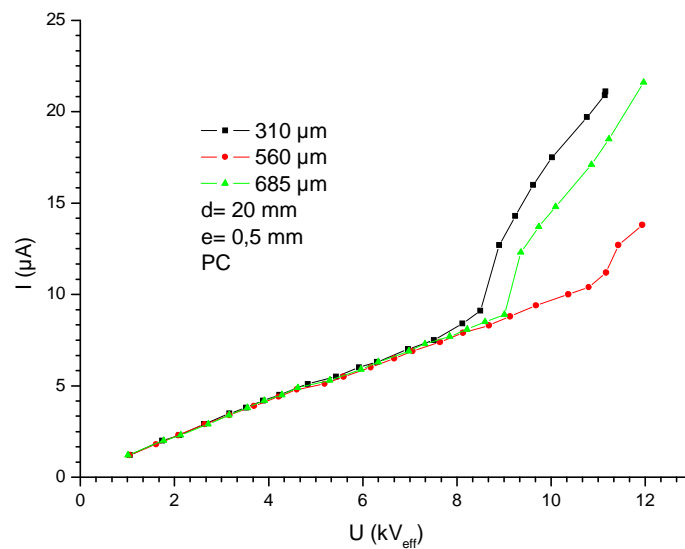


Figure III.8 : Influence du rayon de courbure de la pointe (PC, $e=0,5$ mm, $d= 20$ mm)

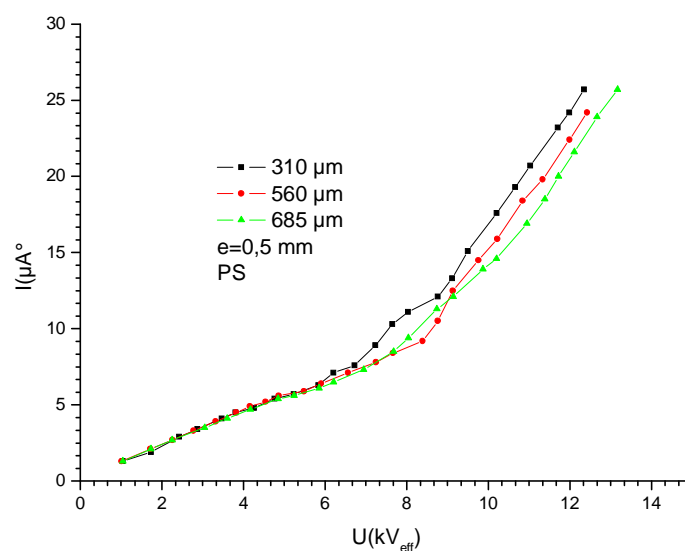


Figure III.9 : Influence du rayon de courbure de la pointe (PS, $e=0,5$ mm, $d=20$ mm)

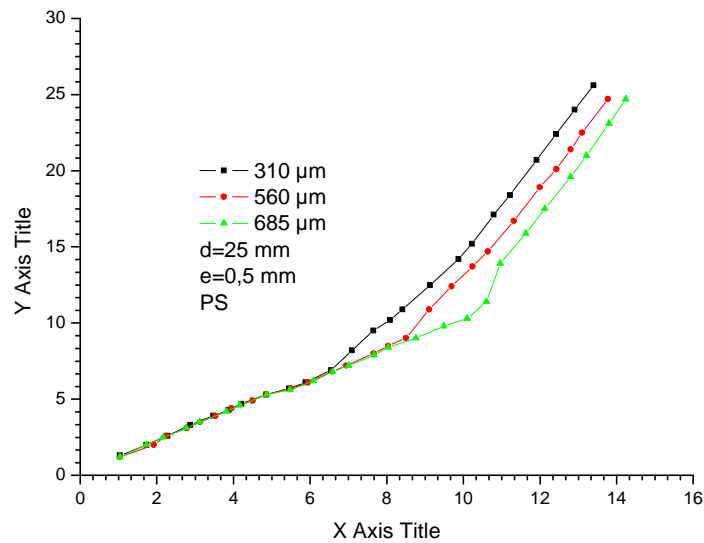


Figure III.9 : Influence du rayon de courbure de la pointe (PS, $e=0,5$ mm, $d=25$ mm)

III.5.4- Influence de la position x de la barrière à la pointe (Barrière flottante)

Une dernière série de tests a été réalisée dans le but de voir un éventuel effet de la barrière flottante. Pour ce faire, nous avons fixé la distance inter électrode d à 30 mm, pour une barrière en PC ($e=0,5$ mm), nous changeons la position de la barrière par rapport à la pointe. Les résultats sont consignés dans la figure (III.10). Nous remarquons que, plus la barrière se rapproche de la pointe, plus le courant diminue contrairement à une barrière fixe.

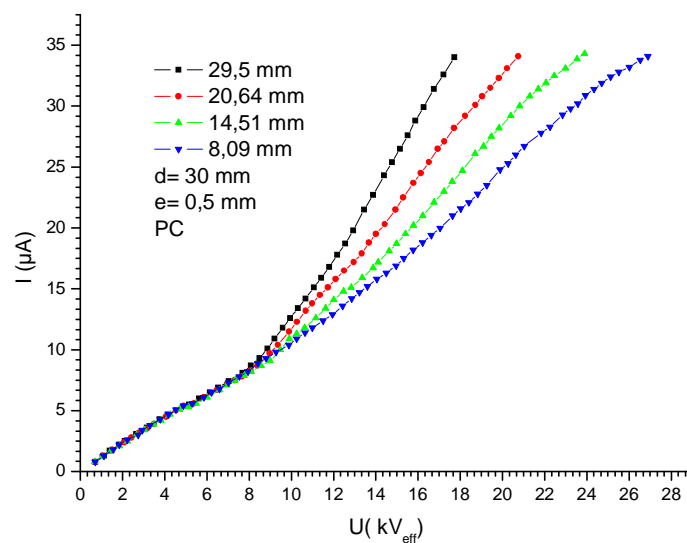


Figure III.10 : Influence de la position x de la barrière à la pointe (PC, $e=0,5$ mm, $d=30$ mm)

III.6- Conclusion

Les essais que nous avons réalisés ont permis de mettre en évidence les facteurs influant sur la caractéristique courant-tension en régime de décharge couronne sous tension alternative 50 Hz. Il est à noter, contrairement au claquage, l'épaisseur et la nature de la barrière n'ont presque aucun effet.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons essayé de faire une étude assez détaillée sur la décharge couronne pour un système d'électrodes pointe-plan en introduisant une barrière isolante et voir son effet en se basant sur une étude théorique suivie d'un certain nombre d'essais pour confirmer ce qui a été écrit dans la théorie.

Les résultats obtenus lors différents essais permettent d'expliquer l'influence de certains paramètres comme : la nature de la barrière, la distance inter-électrodes, le rayon de courbure de la pointe et la position de la pointe.

Nous pouvons émettre les conclusions suivantes :

- Une barrière constitue principalement un obstacle aux porteurs de décharge lors des mécanismes d'avalanche précédant la décharge, ce qui améliore la rigidité diélectrique d'un système inter-électrodes ;
- L'intensité du courant est inversement proportionnelle à la distance inter-électrodes ;
- En augmentant l'épaisseur de la barrière, nous n'avons pas pu voir un effet notable ;
- Par contre, pour la position de barrière, plus la barrière est proche de la pointe plus le courant diminue.

Nous espérons que ce modeste travail sera d'une aide appréciable pour ceux qui poursuivront l'étude sur ce phénomène assez compliqué qu'est la décharge couronne.

Bibliographie

- [1] **Y.Bourek** , " *Détermination des conditions d'ionisation seuil de claquage de l'air par la logique floue* ", Mémoire de Magister, Université de Batna, 2005.
- [2] **K. Ould Lamara, F. Ourlissen, S. M.Belkacem** , " *Etude théorique et expérimentale de la tension seuil d'apparition l'effet couronne dans les lignes H T en faisceaux*", Mémoire d'ingénieur, UMMTO, 2000.
- [3] **M.Bouhanik, M.El-Koucha**, " *Contribution à l'étude d'une isolation composée barrière-air sous tension alternative 50 Hz*", Mémoire d'ingénieur, UMMTO, 2006.
- [4] **L.Khelloul, F.Meziane**, " *Influence d'une barrière diélectrique sur une décharge couronne en géométrie pointe-plan*", Mémoire d'ingénieur, UMMTO, 2006.
- [5] **M.Mekious**, " *Influence du matériau d'électrode sur une décharge couronne*", Mémoire de Magister, UMMTO, 2001
- [6] **C.Gary, M.Moureau**, " *L'effet de couronne en tension alternative*", Edition EYROLLES, 1976.
- [7] **G.Le Roy, C.Gary**, " *Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tension*", Edition EYROLLES ,1984.
- [8] **G.Daill, B.Fournaud**, " *Décharge couronne, application et modélisation*", Projet utilisation rationnelle de l'énergie, Ecole supérieure d'ingénieurs de POTIERS, 2004-2005.
- [9] **L.Sadeg**, " *Interaction matériau d'électrode-décharge couronne en géométrie pointe-plan*", Mémoire d'ingénieur, UMMTO, 2004.
- [10] **J.J.Blanchard et B.Fallou**, " *Matériaux isolants solides*", Techniques de l'ingénieur, D4440, 2005.
- [11] **M.P.Panaget** , " *Etude en laboratoire des effets physico-chimiques induits par les pertes électriques des lignes de transport à haut tension*", Thèse de Doctorat de l'université Pierre et Marie Curie, 1997.

[12] **A.Labergue** " *Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas-Application au contrôle de décollements d'écoulements*", Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2005