

Algérienne

Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



جامعة بجاية
Tasdawit n Bgayet
Université de Béjaïa

République
Démocratique et

UNIVERSITÉ A. MIRA-BEJAIA FACULTÉ DE TECHNOLOGIE DÉPARTEMENT DE GÉNIE
ÉLECTRIQUE

FILIÈRE : ÉLECTROTECHNIQUE

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER EN
ÉLECTROTECHNIQUE

OPTION : RÉSEAUX ÉLECTRIQUES

THÈME

**ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE GÉNÉRÉ PAR LA
DÉCHARGE COURONNE EN GÉOMÉTRIE DUALE-PLAN ET FIL-PLAN**

RÉALISÉ PAR :
ZOUAOUI GHILES

ENCADRÉ PAR :
M^r A. KASDI

ANNÉE UNIVERSITAIRE : 2020/2021

Remerciements

Avant tout, nous remercions ALLAH le Tout-puissant de nous avoir donné la santé, le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail dans des meilleures conditions.

Ma reconnaissance s'adresse à Monsieur A. KASDI qui a assuré la direction de ce mémoire et qui s'est montré toujours disponible et toujours à l'écoute et a eu la lourde charge de guider ce travail depuis le début jusqu'à son aboutissement. Les bons moments passés avec lui durant la conception et la préparation de la maquette ont été vraiment constructifs. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude et de mon plus profond respect et je le prie de bien vouloir accepter mes plus sincères remerciements.

Je remercie vivement Monsieur BOUABIDA Chakib Ingénieur en génie chimique et mon cher camarade ZAIDI Amine qui ont bien voulu me faire bénéficier de leurs aimables remarques et encouragements.

Mes remerciements s'adressent à tous mes amis et amies qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

J'adresse aussi mes remerciements aux autres membres du jury pour l'honneur de bien vouloir apporter leur jugement à ce travail.

Et je tiens à remercier mes parents pour leur soutien et encouragement durant mon parcours scolaire

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

✚ *A mes chers parents : ZOUAOUI
HITOUCHÉ et ZAHIA (Que notre Dieu tout
puissant les garde à nos côtés et leur procure une
vie longue et prospère).*

✚ *A mes chers frères et sœurs sans exception*

✚ *A toute la famille ZOUAOUI et à tous mes
amis.*

✚ *A vous, les lecteurs de ce mémoire (J'espère
qu'il vous sera d'une aide précieuse).*

ZOUAOUI Ghiles

Sommaire

Sommaire

Introduction générale.....	1
I. Chapitre I : Théorie de la décharge couronne	3
I.1 Introduction.....	4
I.2 Histoire	4
I.3 Généralités sur la décharge couronne	5
I.3.1 Description de la décharge couronne	5
I.3.2 Domaine d'existence de la décharge couronne	5
I.3.3 Condition d'apparition	6
I.3.4 Processus de formation de la décharge couronne.....	6
I.3.5 Phénomènes de multiplications électroniques : Phénomènes de collision.....	8
I.3.6 Types de décharge couronne	9
I.3.7 Caractéristique courant/tension de la décharge couronne	11
I.4 Décharge de Townsend.....	12
I.4.1 Phénoménologie de la décharge.....	12
I.5 Loi de Paschen	15
I.5.1 Description de la loi de Paschen.....	15
I.5.2 La courbe de Paschen :	15
I.5.3 Le minimum de Paschen :.....	16
I.6 Mécanisme des streamers	17
I.7 Champ seuil de la décharge couronne	18
I.8 Conclusion	20
Chapitre II :	21
Théorie de la sonde circulaire	21
II.1 Introduction.....	22
II.2 Machine à champ	22
II.2.1 Moulin à champ.....	22
II.3 Sondes à champ statique.....	23
II.3.1 Sonde capacitive.....	23
II.3.2 Sonde polarisée	23
II.4 Sonde polarisée circulaire.....	24
II.5 Principe de fonctionnement de la sonde polarisée circulaire de Tassicker.....	24
II.6 Calcul du champ électrique E	26
II.7 Conclusion	28

Sommaire

Chapitre III :.....	29
Étude expérimentale de la décharge.....	29
III.1 Introduction.....	30
III.2 Description du dispositif expérimental :	30
III.2.1 Configuration Fil-Plan	30
III.2.2 Source de haute tension :.....	35
III.3 Systèmes De Mesure	36
III.3.1 Mesure des tensions :.....	36
III.3.2 Mesure du courant :.....	37
III.3.3 Mesure des paramètres de l'air :	38
III.3.4 Mesure du champ électrique :	38
III.4 Détermination des paramètres de la décharge couronne	40
III.4.1 Caractéristique Courant-Tension :	40
III.4.2 Détermination de la densité de courant J :	42
III.4.3 Détermination du champ électrique au plan	47
Conclusion générale	53

Liste des figures

Liste des figures

Figure I-1: Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air (Configuration pointe-plan, $R=0,5$ mm, distance pointe-plan : 80 mm) [5].	6
Figure I-2: Amorce de la décharge.	7
Figure I-3: Avalanche électronique.	8
Figure I-4: Schéma représentatif de la décharge couronne continue positive en géométrie fil-plan.	10
Figure I-5 : Schéma représentatif de la décharge couronne continue négative en géométrie fil-plan.	11
Figure I-6 : Décharge de Townsend à courant continu.	12
Figure I-7 : Courant de décharge en fonction de la distance inter-électrodes	13
Figure I-8 : Courbe de PASCHEN.	15
Figure I-9 : Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques, Température 20°C.	16
Figure I-10 : Descriptif d'un Streamer positif en géométrie pointe-plan.	18
Figure II-1 : Moulin à Champ.	23
Figure II-2: Sonde circulaire de Tassicker.	24
Figure II-3 : Lignes de champs et équipotentielle en présence de décharge électrique avec la sonde non polarisée	25
Figure II-4 : Lignes de champs et équipotentielle en absence	25
Figure II-5 : Lignes de champs et équipotentielle en présence de décharge électrique avec la sonde polarisée.	26
Figure II-6 : Distribution du flux à la surface de la sonde dans le cas où la sonde est polarisée positivement.	27
Figure III-1 : Constitution du dispositif expérimental.	31
Figure III-2 : Vue de profil du dispositif – configuration fil-plan.	32
Figure III-3: Représentation longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Fil-Plan.	32
Figure III-4: Dispositif expérimental configuration Duale (fil-cylindre).	33
Figure III-5: Représentation longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Duale-Plan.	33
Figure III-6: Vue longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Dual-Plan.	34
Figure III-7 : Constitution du dispositif expérimental configuration fil-cylindre	34
Figure III-8: Installation haute tension utilisée du laboratoire de Bejaia.	35
Figure III-9 : Schéma en bloc de la source de haute tension utilisée [5].	36
Figure III-10 : Schéma électrique de la source de haute tension utilisée.	36
Figure III-11 : Installation de la haute tension utilisée pour la mesure	37
Figure III-12: Sonde circulaire de Tassicker	38
Figure III-13 : Caractéristique Courant-Tension en géométrie Fil-plan : $H=40/50$ mm.	40
Figure III-14: Caractéristique Courant-Tension en géométrie Duale Fil-cylindre $H=40/50$ mm	41
Figure III-15: Caractéristique Courant-Tension Pour les deux géométries Fil-plan et Duale	42
Figure III-16: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=50$ mm	43
Figure III-17: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=40$ mm.	43
Figure III-18: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ kV; $H=40/50$ mm	44

Liste des figures

Figure III-19: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=26kV$; $H=40/50mm$	44
Figure III-20: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre	45
Figure III-21: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre ($R=0.2mm$; $D_c=40mm$; $D=40mm$; $V_{app}=23/26 kV$; $H=50mm$).....	46
Figure III-22: Comparaison entre les distributions de J sur le plan de mesure en géométrie Duale et Fil-Plan ($R=0.2mm$; $D_c=40mm$; $D=40mm$; $V_{app}=23 kV$; $H=50mm$).....	46
Figure III-23: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & $26 kV$; $H=40mm$	47
Figure III-24: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & $26 kV$; $H=50mm$	48
Figure III-25: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=26kV$;	48
Figure III-26: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre	49
Figure III-27: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Duale.....	50
Figure III-28: Distributions de champ en géométries Fil Plan et Duale Fil-Cylindre pour $V_{app}=26kV$	51

Nomenclatures

Abréviations et symboles

a : Premier coefficient de Townsend.

α : Coefficient effectif d'ionisation.

γ : Deuxième coefficient de Townsend.

δ : Densité du gaz inter-électrodes.

∇ : Opérateur gradient.

η : Coefficient d'attachement.

$\Delta\theta$: Espacement angulaire entre deux lignes de champ.

Δe : Aire de l'élément e .

Δ^e : Aire de l'élément fini triangulaire.

Δ_r : Incrément (Tracé des lignes de champ).

μ : Mobilité moyenne des ions.

ξ : Tolérance sur le champ électrique.

ϵ^0 : Permittivité de l'air ($8,85 \times 10^{-12} \text{F/m}$).

ρ : Densité volumique de charges.

ρ_0 : Estimé initial de la densité de charge sur le conducteur.

ρ_{fil} : Densité de charge sur le conducteur.

Φ, φ : Distribution du potentiel dans l'espace considéré.

ϕ_{fil} : Potentiel électrique au niveau du fil.

Φ_{lim} : Valeurs du potentiel sur les frontières artificielles.

ϕ_{plan} : Potentiel électrique au plan.

ϕ_s : Flux du vecteur D à travers la sonde.

ϕ_{s0} : Flux du champ électrique a mesuré.

ϕ_{s1} : Contribution du champ de polarisation.

Ω : Domaine d'étude générale.

Ω_i : Sous domaine.

A, B : Constantes

a^e, b^e, c^e : Coefficients constants.

C_0 : Capacité du condensateur constitué par la sonde (S) et l'électrode (E).

C_{10} : Condensateur de lissage.

D : Coefficient de diffusion ionique.

Nomenclatures

e : Indice de l'élément fini.

\vec{E} : Vecteur champ électrique.

E : Intensité du champ électrique

E_p : Champ électrique critique de la charge d'espace.

E_b : Champ de polarisation de la sonde sous tension V_b .

E_C : Champ critique du minimum d'ionisation.

E_{peek} : Champ critique de Peek.

E_S : Champ seuil d'apparition de l'effet couronne.

F, G : Constantes

g : Intervalle d'air entre le collecteur et les plaques de polarisations de la sonde.

h : Intervalle électrodes-plan (configuration fil-plan).

I : Courant de décharge collecté par le plan de mesure.

I₀ : Courant généré par radiation ultraviolet de la cathode.

I_S : Courant de décharge collecté par la sonde lorsqu'elle est polarisée.

I_{S0} : Valeur du courant I_S lorsque la sonde n'est pas polarisée ($V_b=0$).

\vec{J} : Vecteur de la densité de courant.

J : Intensité de la densité de courant.

K : Constante.

L_{1max}, L_{2max} : Largeur des frontières artificielles.

m : Coefficient empirique dépendant de l'état de surface du conducteur actif.

N₀ : Nombre d'électrons primaires issus de la cathode.

N_a : Nombre d'électrons parvenant à l'anode.

N_e : Nombre de charges ponctuelles représentant la charge d'espace.

N_x : Nombre d'électron produit par avalanche.

P : Pression du gaz inter-électrodes.

R : Rayon de l'électrode active.

r : Résistance interne du Voltmètre de crête.

R_μ : Résistance basse tension du diviseur de tension.

R₀ : Résistance d'amortissement du courant.

R_a : Rayon de la zone d'ionisation.

Nomenclatures

r_e, R_e : Rayons intérieur et extérieur de l'électrode (E)

r_m : rayon moyen.

r_s : Rayon de la sonde circulaire.

S_e : Surface de l'électrode (E).

S_m : Surface effective du collecteur de la sonde.

S_s : Surface réelle de la sonde circulaire.

T : Température du gaz inter-électrodes.

U : Tension appliquée.

U_{ht} : Haute tension.

U_{bt} : Basse tension.

V, V_a : Tension appliquée.

V_b : Tension de polarisation des plaques de la sonde.

V_d : Tension disruptive.

V_s : Tension seuil de l'effet couronne.

(x, y, z) : Coordonnées cartésiennes.

Introduction générale

Introduction générale

Introduction générale

Les phénomènes électriques ont depuis l'antiquité épaté et intrigué plus d'un chercheur. Accidentellement ou volontairement, les physiciens ont constaté que ces phénomènes ont des explications bien définies. L'objet de cette étude fait partie de ces phénomènes, à savoir tout ce qui concerne la “*décharge couronne*”. Le domaine des décharges électriques a propulsé le génie électrique à un niveau très moderne et leurs études phénoménologiques ont données naissances à des explications généreuses qui ont par la suite invoquées ou provoquées des créations et des applications domestiques ou industrielles très importantes.

En effet, ce phénomène comporte plusieurs aspects révolutionnaires. Les propriétés physico-chimiques des décharges couronne ont rapidement suscité un intérêt très important dans les différents domaines et les applications actuelles dans l'industrie sont nombreuses ; des néons aux écrans plasma en passant par les ozoneurs ou même par le filtrage électrostatique, sont autant d'utilisations qui vantent cette décharge et avancent qu'elle est primordiale dans l'acheminement de l'évolution de plusieurs technologies du futur. Mais en ne respectant pas ses propriétés, ce phénomène peut présenter certaines nocivités et parfois même quelques risques qui ne sont pas sous-estimables, comme les pertes de puissance au niveau des lignes de transport d'énergie à haute tension, la détérioration d'isolation dans les systèmes et les matériels électriques d'origine organiques... Donc, sa maîtrise et son total contrôle est le plus grand défi de ces recherches et ils seront d'une très grande utilité pour le domaine technico-scientifique. Ceci ne peut se faire sans la connaissance de tous les paramètres et caractéristiques qui influencent sur ce phénomène. Ce qui invoque l'intérêt de plusieurs études paramétriques et métrologiques très approfondies dont figure cette présente étude.

L'objectif assigné à notre travail est d'effectuer une étude expérimentale sur la décharge couronne dans l'air à la pression et température atmosphériques afin de déterminer ces paramètres électriques (Champ électrique, tension, densité de courant, charge d'espace). L'étude est réalisée dans deux configurations différentes ; la géométrie fil-plan et la géométrie Duale file-cylindre, ce qui nous permettra de comparer les résultats obtenus pour les deux systèmes.

Le présent manuscrit est composé de trois chapitres. Au début, nous avons introduit et présenté une partie théorique en vue de décrire et étudier la théorie du phénomène de la décharge couronne avec tous ses paramètres. En deuxième partie, nous avons présenté une brève description de la sonde circulaire utilisée lors des essais au niveau du laboratoire pour la mesure du champ électrique. Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale réalisée au laboratoire de haute tension de l'université de Bejaia en vue de vérifier et de comparer les résultats obtenus dans les deux configurations étudiées ; Fil-plan et Duale fil-cylindre.

Chapitre I : Théorie de la décharge couronne

I.1 Introduction

Théoriquement, les gaz constituent des isolants électriques parfaits. Cela tient au fait qu'ils ne contiennent pas de particules chargées libres, mais seulement des atomes ou molécules neutres. En pratique, un gaz contient toujours un certain nombre de charges électriques libres dues à l'action de certains agents ionisants l'air et la surface extérieure, tels que les radiations cosmiques, la radioactivité de la terre ou de celle de substances présentes dans l'atmosphère. L'application d'un champ électrique suffisamment intense à un gaz le rend plus ou moins conducteur et les phénomènes complexes qui s'y produisent portent alors le nom de décharges dans les gaz [1]. Il en existe plusieurs types et parmi ces différentes décharges en trouve la décharge couronne.

I.2 Histoire

Les phénomènes de la décharge électrique ont fait l'objet de plusieurs études et cela depuis plus d'un siècle. Les premières études décrivant leur évolution et proposant des mécanismes datent du début du XX^{ème} siècle [1]. En effet, les premières publications sur l'effet couronne datent de 1911[2]. Une des conséquences de transport de l'énergie électrique à de hauts niveaux de tension est l'apparition de l'effet de couronne autour des lignes de transport [3]. C'est ainsi que les premières expériences sur les fils conducteurs minces portés à des tensions suffisamment élevées ont montré qu'il se forme autour d'eux une gaine lumineuse, de couleur bleu-violet, dont l'épaisseur augmente avec la tension. C'est la présence de cette lueur qui a donné naissance à l'expression, universellement employée de décharge couronne ou corona effect. Plusieurs études ont été menées pour expliquer les différents mécanismes mis en jeu lors de la formation, du développement et de la propagation de cette décharge. Townsend donna une théorie pour l'obtention d'une décharge auto-entretenu. Cette théorie se retrouve limitée pour les hautes pressions [4].

Le pionnier de l'étude scientifique de l'effet couronne est un chercheur américain, R.W. Peek, qui, vers 1920 établit une loi empirique exprimant le seuil d'apparition de la décharge couronne, en terme de champ électrique superficiel. Cette loi célèbre est toujours d'usage aujourd'hui. Par la suite on trouve de nombreuses théories qui ont été élaborées pour expliquer la formation des pertes par effet couronne. On peut citer les travaux de Ryan et Henline (1924), de Hesselmeyer et Kostko (1925), de Holm (1927) [5]. Cependant, leur étude en laboratoire n'a véritablement commencé qu'au cours du siècle passé avec les progrès effectués dans le domaine de l'électricité. Les premiers essais en laboratoire datent de 1932 [3]. Le développement des systèmes de haute tension a donné une grande impulsion à la recherche sur les décharges couronne pour différents intervalles d'air. Vers les années 1940, Loeb, Meek et Raether, proposent un nouveau modèle de propagation de l'avalanche électronique lors de la décharge [4].

De nombreux ouvrages traitent de l'effet de couronne. Vers les années 1950, les très hautes tensions utilisées pour le transport d'énergie électrique ont amené les concepteurs à considérer un autre phénomène. En effet, en présence de pluie, de brouillard ou de neige mouillée, on observe des vibrations mécaniques induites par effet couronne sur les conducteurs portés à la haute tension.

Les phénomènes de décharges électriques, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions [6]. Les travaux de Cléments et al en 1987 font une analyse complète sur la physico-chimie de la décharge électrique de type « pulsed streamer corona » ou « corona-like » avec deux électrodes immergées dans l'eau, avec et sans bulles d'air au travers de l'électrode haute tension.

Depuis le milieu des années 1990 [7], l'intérêt des constructeurs automobiles vis à vis des technologies liées aux plasmas froids produits par décharge couronne, pour la problématique NO_x-Particules des moteurs Diesel n'ont cessé de croître. Cependant le côté utile de la décharge couronne ne doit pas éluder un autre côté nuisible de cette décharge [8], comme les pertes de puissance au niveau des lignes de transport d'énergie haute tension et la détérioration d'isolation dans les matériels électriques utilisant la haute tension.

Les propriétés physico-chimiques des décharges couronne ont rapidement suscité un intérêt important dans différents domaines et les applications actuelles dans l'industrie sont nombreuses, des néons aux écrans plasma en passant par les ozoneurs [1]. De nombreux travaux ont été orientés dans la direction de l'analyse des différents paramètres caractérisant cette décharge. Tous ces travaux plus ou moins récents sur la décharge couronne montrent que la théorie de la décharge couronne n'est pas établie de manière indiscutable.

I.3 Généralités sur la décharge couronne

I.3.1 Description de la décharge couronne

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 décharges couronne [2]. La décharge couronne est liée à l'apparition de l'avalanche électronique ou la multiplication électronique qui se développe dans un intervalle gazeux séparant deux électrodes asymétriques soumises à un champ électrique hétérogène à des pressions de quelques torr à quelques atmosphères. La décharge couronne se manifeste dans les conditions naturelles. Elle apparaît lorsque la valeur maximale du champ électrique atteint celle du champ d'ionisation du gaz 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 [3]. L'avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique, par contre la difficulté principale rencontrée avec ce type de décharge est la transition à l'arc [4].

I.3.2 Domaine d'existence de la décharge couronne

Au départ, une simple collecte de charges puis une multiplication électronique seront effectuées pour atteindre une troisième phase qui correspond au domaine d'existence de la décharge couronne. En effet, lors d'un certain haut potentiel, Le champ sera d'envergure pour ioniser le gaz qui est au voisinage. A ce niveau, la décharge est auto-entretenu où peuvent

apparaître des dards où ce qu'on appelle les streamers. Ces derniers font l'objet de la composante impulsionnelle du courant et de sa transition vers l'arc électrique, Fig. (I.1).

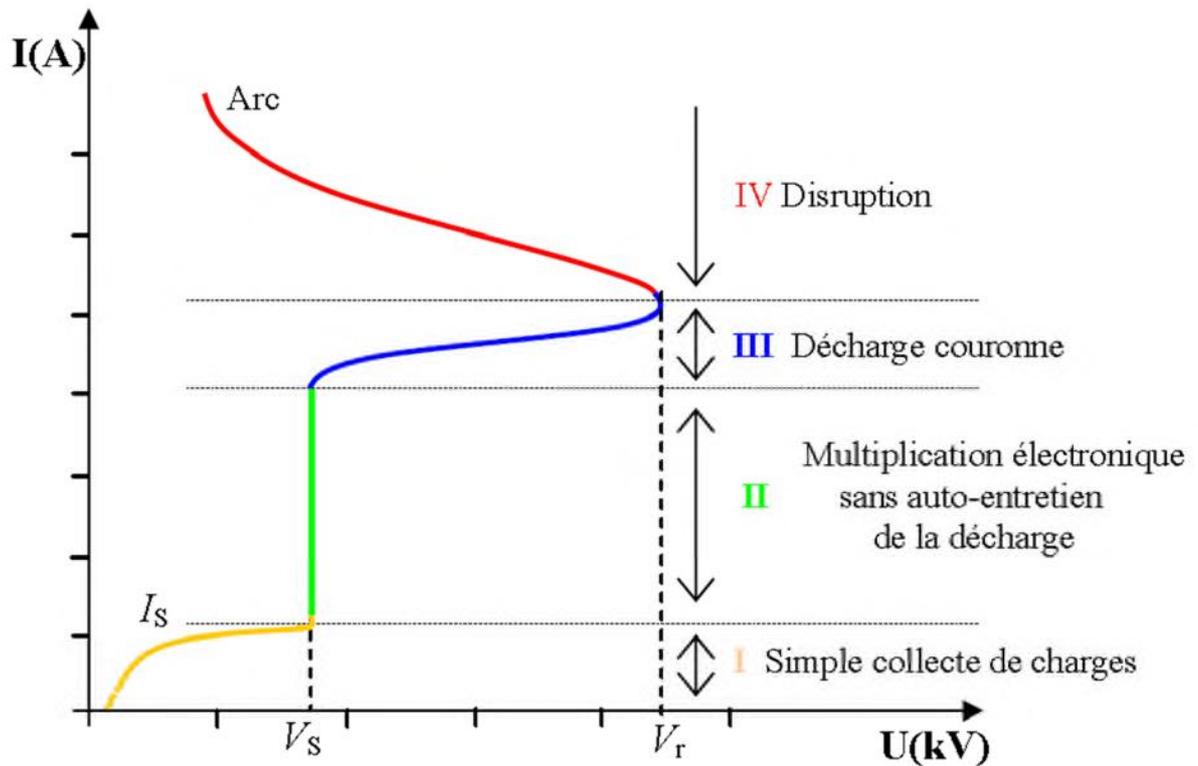


Figure I-1: Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air (Configuration pointe-plan, $R=0,5$ mm, distance pointe-plan : 80 mm) [5].

I.3.3 Condition d'apparition

La condition fondamentale pour que ce phénomène puisse prendre forme est que le champ électrique soit suffisant, donc supérieur ou égal au champ seuil de PEEK. Ce même champ est dépendant de la tension appliquée. L'excitation de certaines particules du gaz ambiant peut devenir suffisamment élevée pour ioniser ce même gaz dans une région donnée. Les électrons libres accélérés par le champ électrique intense sont à la base de ce processus. Lorsque leur énergie dépasse l'énergie d'ionisation des molécules du gaz, les collisions entre les électrons libres et les molécules du gaz entraînent l'ionisation de ces dernières. De nouveaux électrons sont alors produits et soumis au même champ. Lors de l'ionisation, des photons hautement énergétiques sont aussi produits pouvant contribuer à une réaction en chaîne appelée avalanche de Townsend. Le développement d'avalanches successives produit la décharge couronne. Les ions et les électrons ainsi créés se déplacent selon leur polarité et influencent à leur tour le champ électrique. On appelle ces groupes de charges en mouvement "charges d'espace" [5].

I.3.4 Processus de formation de la décharge couronne

Au niveau microscopique, le processus de ce phénomène ne diffère pas suivant le type de décharge (Positive ou négative). On peut énumérer trois étapes pour le décrire.

I.3.4.1 Amorçage de la décharge

Un photon ou un autre évènement extérieur s'impose pour ioniser une molécule donnée du gaz environnant l'électrode active. De par-là, un ion positif avec un électron seront libérés, Figure (I.2):

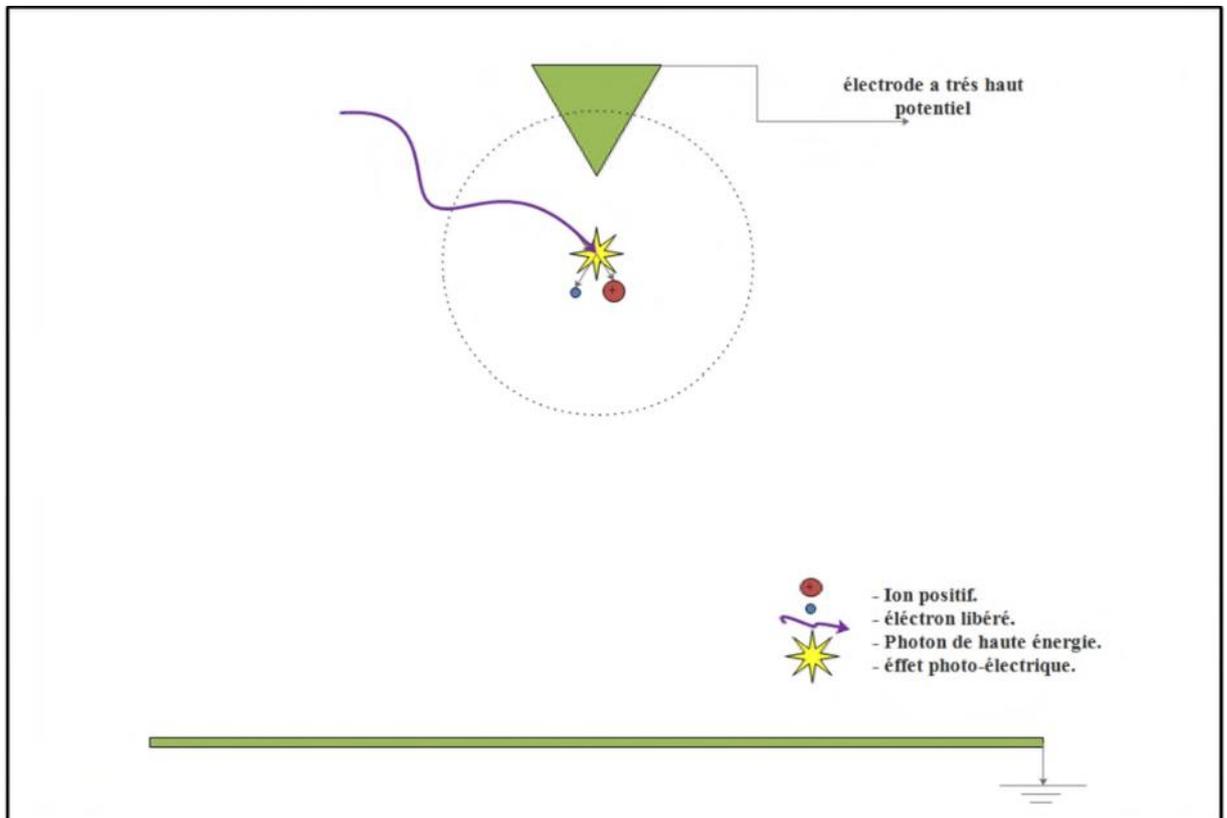


Figure I-2: Amorce de la décharge

I.3.4.2 Multiplication et avalanche :

Au voisinage de l'électrode active réside un champ électrique très intense qui crée sur les particules libérées dont les charges ne comportant pas une même polarité, une force électrique qui va leur engendrer un mouvement cinétique de sens opposé. Figure (I.3).

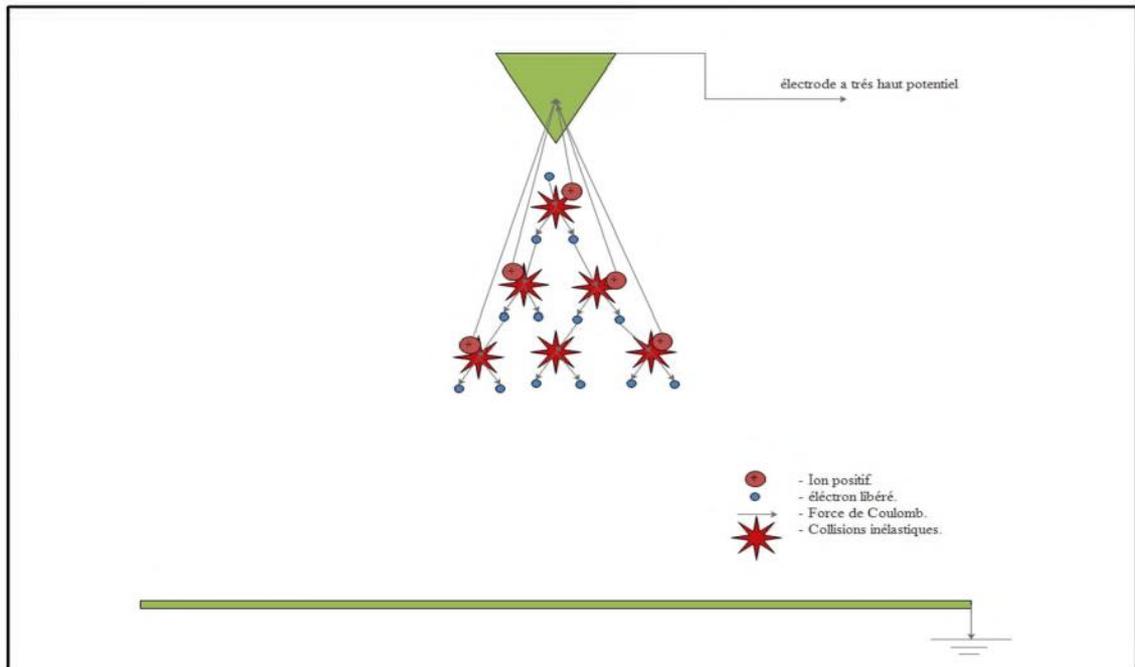


Figure I-3: Avalanche électronique

Ceci empêche la recombinaison de ces particules et initie le phénomène de claquage. Le mouvement de l'électron libéré étant plus important en vitesse (par conséquence du poids léger de cet électron en comparaison avec le poids ionique) impose une entrée en collision inélastique entre celui-ci et un certain atome neutre et provoque par la suite la création d'une multitude de paires ion/électron qui seront libérés et qui suivront le même processus. Ce dernier va provoquer le phénomène d'avalanche électronique.

I.3.4.3 Phase de la recombinaison et maintien de la décharge :

Dans cette phase, un courant électrique s'établit dans la géométrie inter-électrode suite au mouvement d'attraction des ions créés vers la seconde électrode non active.

I.3.5 Phénomènes de multiplications électroniques : Phénomènes de collision

L'application d'un champ électrique suffisamment intense conduit à l'ionisation du gaz. Cette dernière se fait par le transfert de l'énergie cinétique des électrons aux molécules neutres du gaz, et dans ce cadre il existe deux types de collisions entre ces éléments [4].

I.3.5.1 Choc élastique :

Dans ce cas les atomes conservent la même structure interne, seule leur vitesse est accrue. L'énergie du système reste inchangée.

I.3.5.2 Choc inélastique :

Dans ce cas l'énergie interne des particules change. Les chocs inélastiques sont la source d'un nombre important de réactions physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

a) Excitation atomique :

Un atome neutre peut être excité par collision avec un électron ou bien par absorption d'un photon.

- Excitation par collision avec un électron



- Excitation par absorption d'un photon



Avec :

h : Constante de Planck « $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ »,

ν : Fréquence du photon « Hz »,

$h\nu$: Énergie du photon « J »,

Lorsque l'atome excité revient à son état initial, un photon est émis, c'est ce processus qui intervient dans l'effet couronne et qui est responsable des effets lumineux :

**b) Ionisation par choc électrique :**

Ce phénomène est régi par l'équation (I.4).

**c) photon suffisamment énergétique.****d) Recombinaison et attachement :**

Les processus conduisant à la diminution du nombre d'électrons libres dans un gaz ionisé peuvent être de deux types : attachement ou recombinaison.

- L'attachement :



- La recombinaison :

**I.3.6 Types de décharge couronne**

Deux types de cette décharge sont à énumérés. En raison de signe de polarité appliquée au niveau de l'électrode active, on peut différencier deux modèles : « mono polaire et bipolaire ». Et si on dit bipolaire, c'est qu'on fait allusion à une décharge dite positive et négative sur une

certaine fréquence ou période. Si la polarité est positive, la décharge sera donc positive. Dans le cas inverse, elle sera négative.

I.3.6.1 Décharge couronne positive

La figure (I.4) montre un système d'électrodes en géométrie fil-plan, où l'électrode active portée au haut potentiel est le fil (anode) qui est suspendu d'une certaine hauteur H du plan (cathode) qui constitue l'électrode passive puisque cette dernière est mise à la terre. En alimentant l'électrode active positivement, on osera donc la création d'une décharge continue positive. En sachant que le champ électrique est plus intense sur la périphérie de l'anode, des électrons seront produits par photo-ionisation et seront accélérés, attirés vers le fil, et autour de celui-ci, se développe alors une région de forte ionisation (zone en pointillé). Les ions positifs ainsi créés seront repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance du fil (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique est trop faible (< 30 kV/cm dans l'air à pression atmosphérique) et ne permet plus la création d'ions positifs.

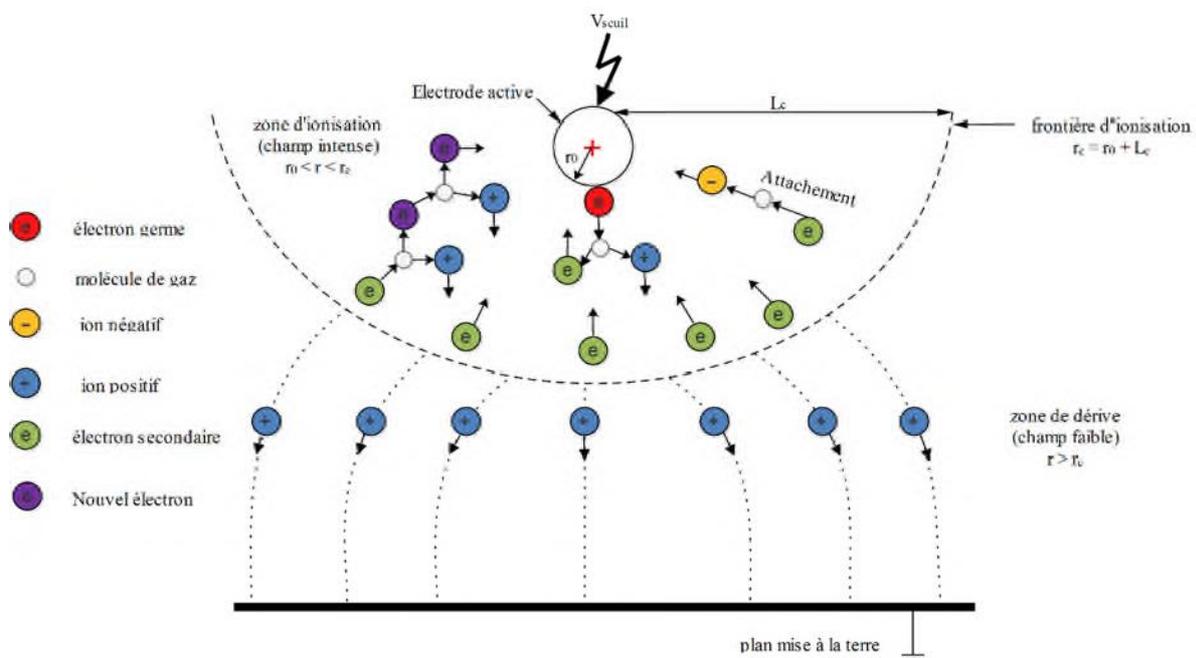


Figure I-4: Schéma représentatif de la décharge couronne continue positive en géométrie fil-plan.

Les ions positifs migrent donc vers la cathode (le plan). Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs, est appelée région de « dérive ». Pour cette décharge, il y a un avancement des streamers qui se propagent en quelque sorte comme une extension de l'anode. D'après les modélisations de LOISEAU et al [6], la décharge est composée d'une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de 210 m/s) et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence de 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires [7].

I.3.6.2 Décharge couronne négative

Dans le cas où le fil est porté à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour du fil. Goldman et Sigmond en 1982 [8] expliquent que les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode, fig. (I.5). Seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers le plan. De plus, lorsque la tension appliquée dépasse un seuil, il y a une transition à l'arc. Le courant de cette décharge est dû à des impulsions de Trichel ou la fréquence qui dépend de la tension appliquée. Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode. Les ions négatifs empêchent en effet la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions migrés vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant, impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs à atteindre l'anode.

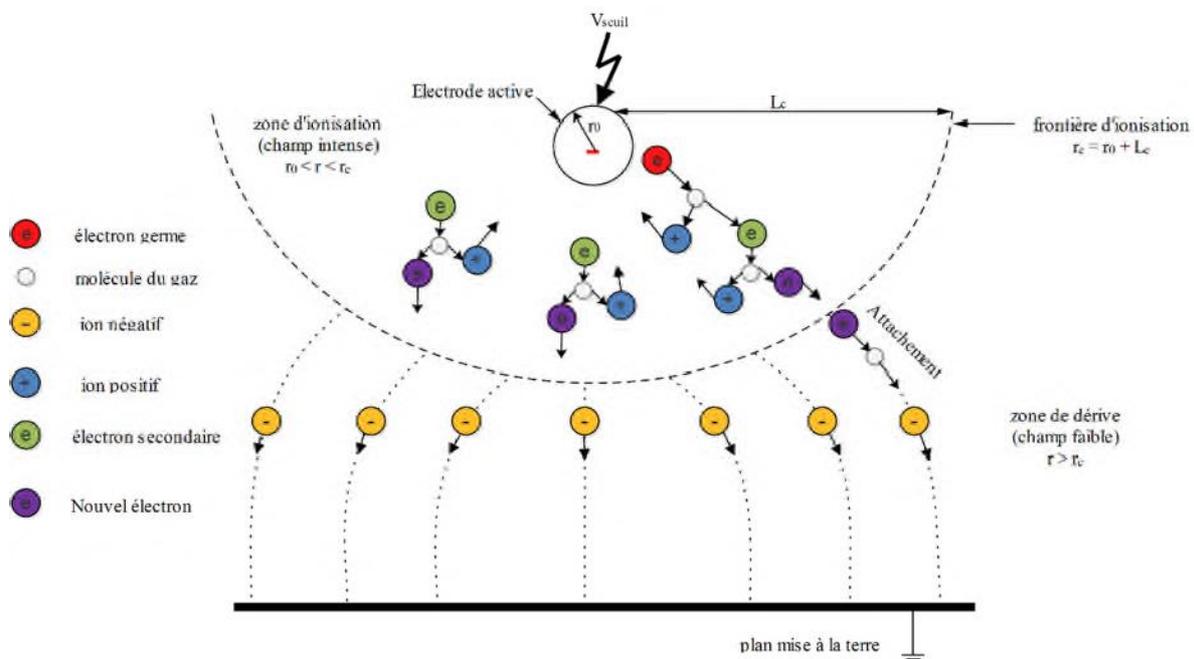


Figure I-5 : Schéma représentatif de la décharge couronne continue négative en géométrie fil-plan.

I.3.7 Caractéristique courant/tension de la décharge couronne

Trois types de systèmes d'électrodes sont fréquemment utilisés au laboratoire pour étudier la décharge couronne : pointe-plan, fil-cylindre et fil-plan. Dans les trois configurations, le champ électrique est très intense près de l'électrode active, décroît hyperboliquement et prend sa valeur minimale au niveau de l'électrode passive. Le système pointe-plan est facile à réaliser, il a été le premier à faire l'objet d'une étude par Warburg [9].

Ensuite, Townsend [10] a préféré le système cylindrique coaxial étant donné la symétrie radiale et la simplicité du calcul théorique qu'il présente. La configuration fil-plan a été employée par Deutsch [11] pour son importance pratique dans la transmission d'énergie

électrique. En dépit des différences qu'ils présentent, lors de la décharge couronne, ces systèmes montrent une importante caractéristique courant-tension, $I-V$, commune :

$$I = K \cdot V \cdot (V - V_s) \tag{I.9}$$

Où I est le courant de la décharge, V , la tension appliquée, V_s , la tension seuil de l'effet couronne et K , une constante dépendante de la mobilité moyenne des ions et de la géométrie du système d'électrodes. Comme nous pouvons le constater, le courant est nul pour $V=V_s$ et croît paraboliquement avec V .

Dans le cas de la géométrie fil-plan, ne présentant pas de symétrie de révolution comme pour le cas du système cylindrique, le calcul de la loi générale courant-tension est complexe. Toutefois, aux faibles courants, elle est donnée [12] sous la forme suivante :

$$I = \frac{3 \cdot 12 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \mu}{d^2 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot d}{R}\right)} \cdot V \cdot (V - V_s) \tag{I.10}$$

I.4 Décharge de Townsend

I.4.1 Phénoménologie de la décharge

Pour qu'une véritable décharge puisse se produire, il faut qu'une succession d'avalanches puisse avoir lieu. Pour Townsend [10, 15], la cause de ce phénomène est le bombardement de la cathode décrit comme suit :

Au niveau de la cathode, les ions positifs formés au cours des collisions ionisantes bombardent la cathode et peuvent en extraire des électrons [7]. Figure (I. 6).

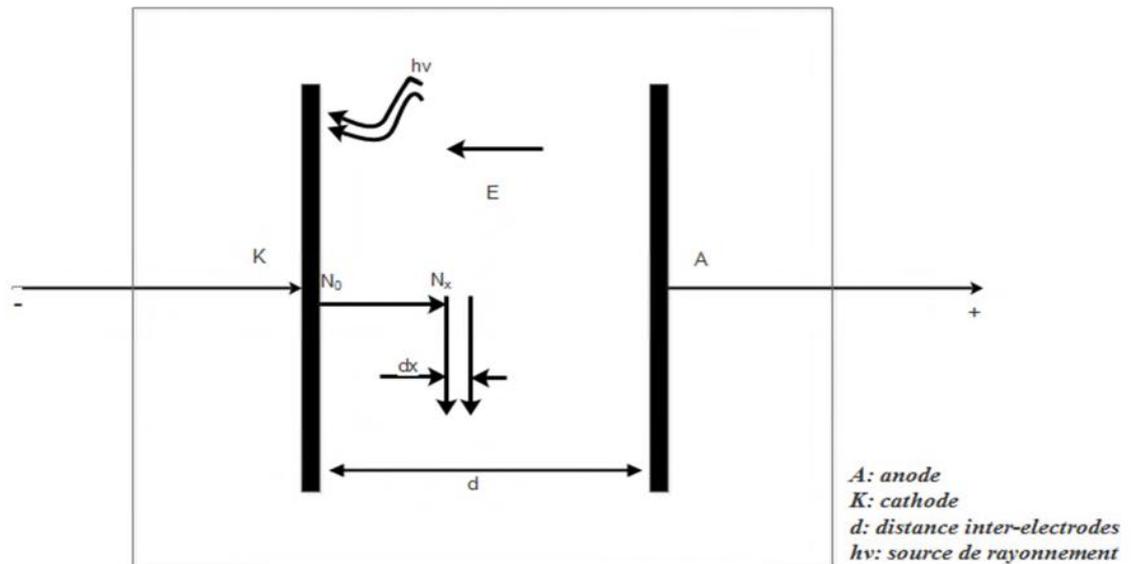


Figure I-6 : Décharge de Townsend à courant continu

Le mécanisme de la décharge de Townsend a suscité l'intérêt de plusieurs auteurs qui l'ont bien détaillé dans leurs travaux [13, 14]. Ce mécanisme se développe selon le mécanisme suivant:

Un électron « germe » accéléré par le champ électrique seuil appliqué, acquiert une énergie suffisante à ioniser par collisions une particule neutre du gaz. Les nouveaux électrons créés vont participer à leur tour au mécanisme d'ionisation des molécules neutres produisant ainsi une multiplication ou avalanche électronique. Townsend a introduit un coefficient multiplicateur α qui permet d'exprimer l'accroissement d'électrons dN_x le long d'un parcours élémentaire dx de l'avalanche tel que :

$$dN_x = N \cdot \alpha \cdot dx \quad (\text{I.11})$$

Ce coefficient, appelé généralement le premier coefficient de Townsend, dépend de la nature du gaz, du champ local E et de la pression du gaz. Dans le cas d'un champ homogène, α est constant dans tout l'intervalle.

Ainsi :

$$N_x = N_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (\text{II.12})$$

Où :

N_0 : Le taux de production d'électrons primaires par seconde.

N_x : Le nombre d'électrons produits par avalanche.

Si d est la distance inter-électrode, le courant mesuré est donné par :

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

Si dans un dispositif tel que celui de la figure (I.13), on fait varier d en laissant le rapport E/p constant, l'étude expérimentale effectuée par Townsend montre, qu'au-delà d'une certaine valeur de d , le courant se met à croître plus vite que prévu par la relation (I.13),

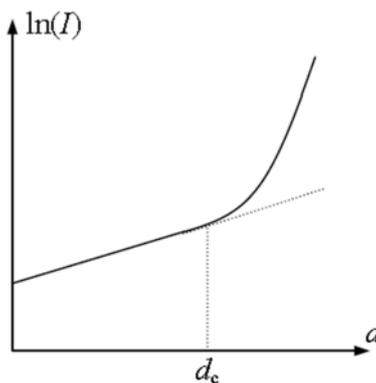


Figure I-7 : Courant de décharge en fonction de la distance inter-électrodes

Le nouveau mécanisme d'ionisation responsable de cette augmentation du courant est l'émission secondaire due aux ions positifs, principalement celle résultante du bombardement de la cathode. En effet, sous l'effet du champ électrique, les ions positifs formés lors de la première avalanche sont accélérés et peuvent acquérir une énergie cinétique suffisante pour arracher des électrons supplémentaires de la surface de la cathode [5].

On caractérise alors cette émission par une grandeur macroscopique, γ , dite deuxième coefficient de Townsend. Il est défini comme étant le rapport du nombre d'électrons émis par la cathode au nombre d'ions positifs qui y sont collectés et dépend de la nature du gaz inter électrodes et particulièrement du matériau constituant la cathode. Les N_0 électrons issus de la cathode créent, sur la distance d , $N_0 (e^{\alpha d} - 1)$ paires d'ions électrons. Ces ions positifs vont libérer $\gamma N_0 (e^{\alpha d} - 1)$ nouveaux électrons initiaux. Donc pour N_0 électrons primaires à la cathode, le nombre d'électrons parvenant à l'anode devient :

$$N_d = \frac{N_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.14})$$

D'où le courant collecté à l'anode :

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.15})$$

Dans l'équation précédente (I.15), I_0 représente le courant généré par radiation ultraviolet de la cathode. En l'absence de ces radiations, ce courant s'annule provoquant l'annulation du courant de l'anode ($I=0$). Cela signifie que si la source de lumière UV est supprimée le courant de la décharge s'annulerait et la décharge est alors non autonome [15]. D'après Townsend, la condition nécessaire pour que la décharge soit autoentretenu est que le dénominateur dans l'équation (I.14) devient nul. Ce critère, pour laquelle le courant I croît vers l'infini, se traduit alors par l'existence d'une distance critique d_c tel que :

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0 \quad (\text{I.16})$$

Comme $e^{\alpha d} \gg 1$, le critère devient :

$$e^{\alpha d} = 1/\gamma \quad (\text{I.17})$$

En réalité le courant I ne devient pas infini, car il est limité par le circuit extérieur. Cela signifie que lorsque la condition précédente est vérifiée, un électron primaire émis par la cathode donne $e^{\alpha d} - 1$ ions qui produisent à leur tour, par bombardement, $\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)$ électrons secondaires, c'est-à-dire un nouvel électron. La décharge est alors auto entretenue, en ce sens qu'elle se maintient même si l'on supprime la source du courant primaire I_0 . Il y a lieu de noter que dans les régions à faible champ, l'attachement électronique ne peut plus être négligé. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'attachement η qui s'oppose au processus α . Il est prépondérant dans les gaz comportant des atomes à électronégativité accentuée tel que le SF6 ou à un degré moindre l'oxygène. Ces atomes peuvent capter un électron. En présence de l'attachement, on définit un coefficient effectif d'ionisation α qui s'écrit sous la forme suivante [11] :

$$\alpha = \alpha - \eta \quad (\text{I.18})$$

En champ électrique inter électrodes non uniforme, comme c'est le cas dans les systèmes fil-plan, pointe-plan, sphère-plan, etc. Son intensité et, par conséquent, le coefficient

Effectif d'ionisation α varie le long du trajet de l'avalanche. Le critère de claquage de Townsend à faibles pressions prend alors la forme suivante [11]:

$$\left(e^{\int_0^d a \cdot dx} \right) = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{I.19})$$

I.5 Loi de Paschen

I.5.1 Description de la loi de Paschen

La loi de Paschen est une loi qui décrit la variation de la tension critique en fonction du produit de la pression par la distance inter électrodes. En effet pour un espace inter électrodes donné, d'une distance d et remplis d'un certain gaz sous une pression p et soumis à un haut potentiel, la loi de Paschen indique que la tension disruptive sera de la forme suivante :

$$U_d = K \cdot \frac{(p \cdot d)}{\ln(A \cdot (p \cdot d)) - C} \quad (\text{II.20})$$

Avec :

$$K = B \cdot \eta$$

Et

$$C = \ln \left[\ln \left(\frac{1}{\gamma} \right) + 1 \right] \quad (\text{I.21})$$

Où, A et B sont des constantes et U_d est la tension disruptive.

I.5.2 La courbe de Paschen :

La courbe de Paschen est une courbe qui présente deux régions et un minimum que l'on appelle le minimum de Paschen. Comme le montre la figure (I.8) :

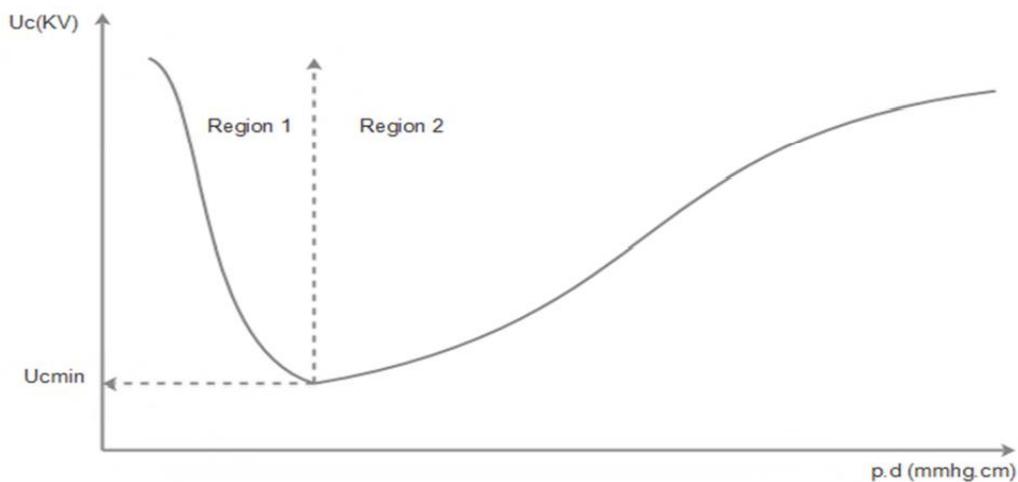


Figure I-8 : Courbe de PASCHEN

Dans la région 1 : U_c diminue en fonction de la pression P . Quand la pression augmente, la densité atomique augmente ; Il y a plus de particules et donc plus d'ionisation par collision. Le gaz devient plus conducteur et le claquage plus facile $\Rightarrow U_c$ diminue.

Dans La région 2 : U_c augmente avec la pression P . Quand cette dernière augmente encore plus, malgré que la probabilité d'ionisation par collision augmente, le libre parcours moyen λ est tellement petit que l'énergie de l'électron ($W = \int qE dr = qE\lambda$) nécessaire à l'ionisation des atomes devient insuffisante. Il y a peu d'ionisation et le claquage devient difficile $\Rightarrow U_c$ augmente.

I.5.3 Le minimum de Paschen :

On peut voir d'après la courbe de Paschen qu'il y a une valeur de tension U_{cmin} . Quand la tension est inférieure à cette valeur, l'intervalle gazeux de n'importe quelle longueur et sous n'importe quelle pression ne peut être claqué.

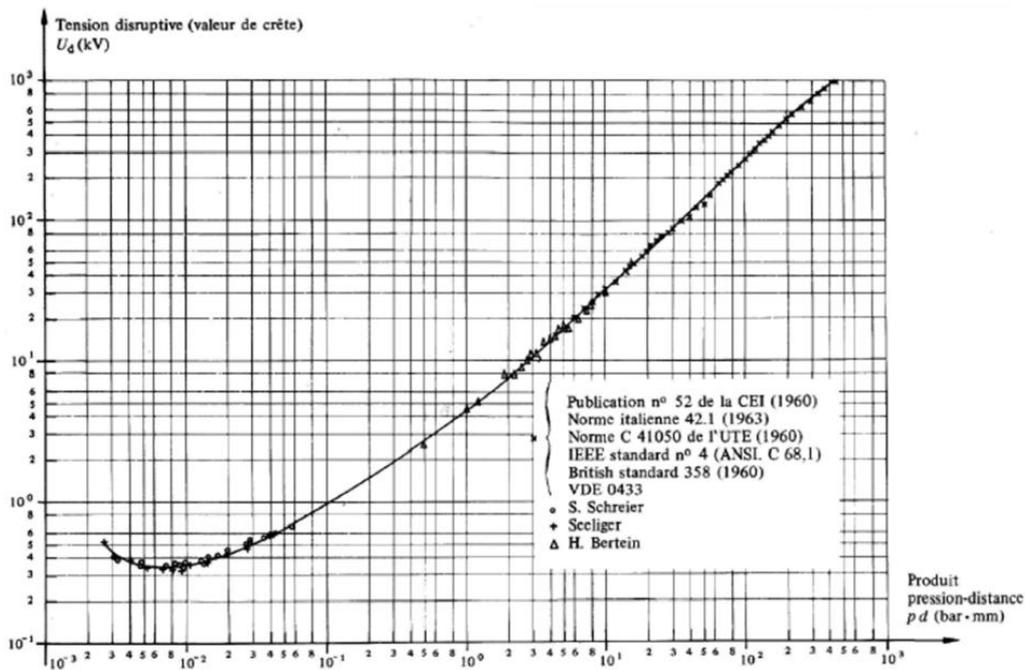


Figure I-9 : Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques, Température 20°C.

La figure (I.9) représente la courbe de Paschen pour l'air à la pression atmosphérique, sous une température de 20°. Nous remarquons que la tension d'amorçage passe par un minimum unique ($V_c \min$) pour une valeur particulière de pd (pd_{min}). A la pression atmosphérique ($p = 101325$ Pa), le minimum correspond à une distance inter électrodes

D'environ 10 μm . Cela signifie que, pour la production de décharges à pression atmosphérique dans des conditions d'utilisation usuelles ($d \geq 1$ mm), la tension de claquage est une fonction croissante de la distance inter électrode [16]. Si $pd < pd_{min}$, le nombre de collisions va diminuer, ce qui nécessite l'augmentation de la tension d'amorçage. De même, l'augmentation du produit pd , accroît la probabilité de collision des électrons avec les molécules, mais l'énergie moyenne acquise entre deux collisions sera plus faible, ce qui diminue la probabilité de collisions ionisantes, à moins d'augmenter la tension [13]. Remarquons que dans ce dernier cas ($pd > pd_{min}$), la tension V_c croît presque linéairement en fonction du produit pd , ce qui revient à dire que le gradient d'amorçage dépend seulement de la pression. On peut ainsi déterminer le champ d'amorçage pour un intervalle d'air de 1cm à pression atmosphérique qui correspond à $pd = 1013,25$ Pa.m, qui est proche de 26 kV/cm [13].

La loi précédente suppose que le produit pd n'est pas très élevé. Dans le cas où on a de grandes distances et des tensions très élevées, le mécanisme de propagation de la décharge est très différent [13]. En effet, le mécanisme d'avalanche décrit par Townsend et faisant intervenir tout l'espace inter électrodes, prévoit, pour de grandes valeurs du produit pd , des temps de transition des charges beaucoup plus grands que le temps de formation de la décharge. Ceci écarte le processus secondaire γ en raison de la faible mobilité des ions [17].

Pour des pressions élevées, les ions positifs sont freinés, ce qui rend difficile leur transit vers la cathode. De plus leur énergie cinétique n'est plus suffisante pour extraire des électrons de la surface cathodique. Les travaux effectués par Fletcher [18] ont confirmé la non validité de la théorie de Townsend pour des pressions élevées du gaz. Cependant, cette théorie conserve sa validité pour des valeurs du produit $pd < 200$ Torr.cm [13].

Il est clair que, dans le cas des fortes pressions, les processus mis en jeu ne sont plus ceux de la décharge de Townsend. Des études utilisant des techniques de photographie ultra rapide ont conduit à invoquer un nouveau mécanisme de claquage lié à l'existence de *dards* lumineux ou *streamers* [5].

I.6 Mécanisme des streamers

En géométrie fil-plan, le champ électrique présent n'est pas uniforme. La figure (I.10), nous montre les étapes qui constituent le mécanisme de formation des dards. Ce mécanisme de propagation du streamer a été proposé par Loeb et Meek [19,20]. Cette théorie du streamer introduit la notion de production d'électrons en amont de la charge d'espace. En effet, une fois l'avalanche primaire arrivée à l'anode, les électrons se trouvant à sa tête pénètrent dans

Celle-ci. La déformation du champ géométrique initial est maximale en tête de l'avalanche, où la concentration des ions positifs est la plus élevée. Si le champ engendré par ceux-ci est assez grand pour être comparable au champ géométrique initial, alors des avalanches secondaires prennent naissance. 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. Les avalanches secondaires se dirigent vers la tête de l'avalanche primaire et s'y raccordent en formant des dards lumineux et les électrons des avalanches secondaires s'écoulent vers l'anode. Les ions positifs, demeurés derrière les électrons, allongent et intensifient vers la cathode la charge d'espace positive due à l'avalanche primaire. Le processus se développe à l'instar d'un streamer se propageant de l'anode vers la cathode. En atteignant la cathode, le streamer devient un filament conducteur constitué de gaz fortement ionisé (plasma), à travers lequel se décharge le circuit extérieur formant une colonne conductrice dite canal de l'étincelle [1].

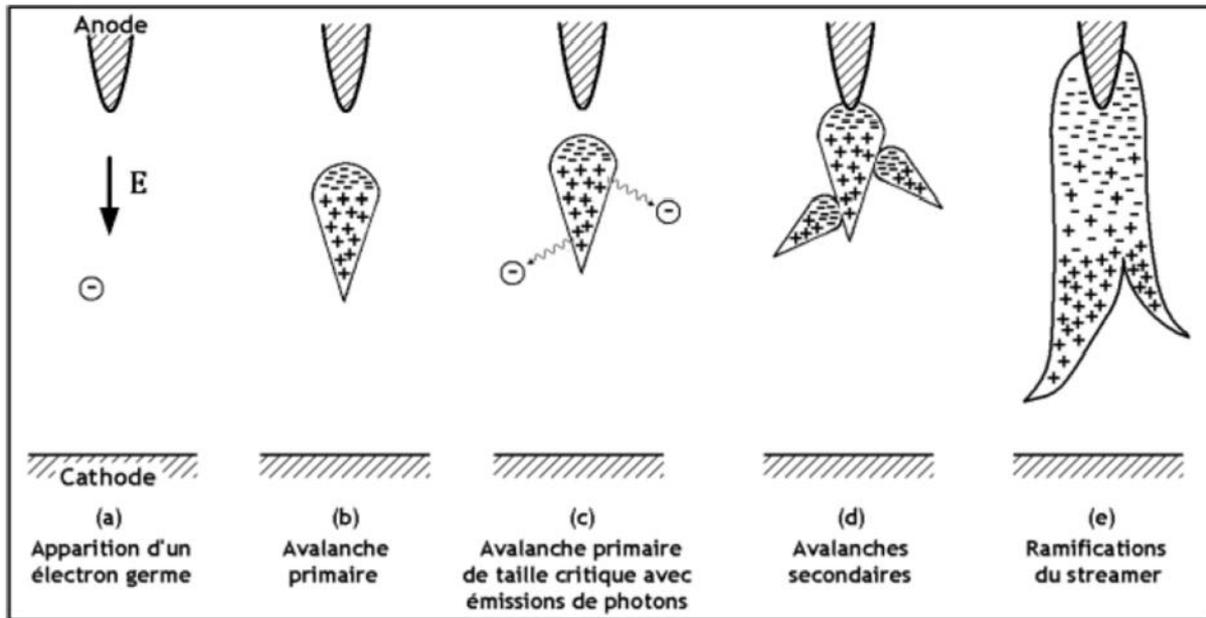


Figure I-10 : Descriptif d'un Streamer positif en géométrie pointe-plan

Les conditions de claquage font intervenir un champ critique de la charge d'espace, E_p , correspondant à une valeur déterminée du produit $\alpha \cdot d$. Les critères établis respectivement pour ces deux quantités par Meek [20] et par Raether [21] conduisent à la relation :

$$E_p = KE_0 \quad (\text{I.22})$$

Pour $\alpha d \approx 20$, où K est une constante voisine de 1.

Soit encore à un nombre de charges, dans l'avalanche primaire, proche de 10^8 électrons. Ces critères sont vérifiés en particulier dans l'air à pression atmosphérique et avec d compris entre 1 cm et 10 cm [22].

Ce phénomène du dard se développe en des temps de l'ordre de 10^{-8} secondes alors que la décharge de Townsend nécessite des temps de l'ordre de 10^{-5} secondes pour entraîner un claquage.

I.7 Champ seuil de la décharge couronne

Pour n'importe quelle configuration d'électrode donnée, un certain niveau de tension appliqué à l'électrode active est nécessaire avant que l'effet couronne ne commence à prendre naissance. Ce niveau de tension minimum correspond à l'apparition du premier streamer et est connu sous le nom de *tension seuil* (V_s). Au-dessus de cette tension un faible courant s'écoule entre les électrodes. Le début de la couronne correspond à un champ électrique (E_s), près de la surface de l'électrode active, suffisamment élevé pour initier l'ionisation continue du gaz [5].

L'étude du seuil de la décharge couronne a donné lieu depuis longtemps à de nombreux travaux théoriques et expérimentaux, vu l'intérêt qu'il porte aux différents domaines d'application de la décharge couronne. Ces études ont montré que le champ seuil de l'apparition de l'effet couronne dépend de plusieurs paramètres, comme le potentiel d'ionisation du gaz, le libre parcours moyen des molécules gazeuses, la géométrie et l'état de surface de l'électrode active [23, 24,25]. Mais, on peut considérer que le véritable pionnier de l'étude scientifique de

l'effet couronne est le chercheur américain R.W. Peek. Ses travaux datent de 1920, et ont abouti à l'établissement d'une loi empirique pour déterminer le champ seuil d'un conducteur cylindrique en tension alternative [23].

Peek a constaté que l'apparition de la couronne était fonction du champ superficiel, du rayon du conducteur et de la densité de l'air. Il donna à sa loi la forme suivante [23] :

$$E_{cr} = 31. m. \delta. \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta.R_0}}\right) \quad (\text{I.23})$$

$$\delta = \frac{\rho}{760} \frac{298}{273+T} \quad (\text{I.24})$$

Avec E_{cr} la valeur de crête du champ critique en kV/cm, R le rayon du conducteur en cm, m un coefficient empirique dépendant de l'état de surface du conducteur ($m=1$ pour un conducteur bien poli) et δ la densité relative de l'air, telle que :

P la pression de l'air en mm Hg et T la température de l'air ambiant en °C.

Par la suite, d'autres expressions empiriques et semi empiriques ont été proposées à l'issue de plusieurs travaux expérimentaux et théoriques [24-25]. Ces expressions sont données sous la forme générale suivante :

$$E_{cr} = F \cdot \left(1 + \frac{G}{RB}\right) \quad (I.25)$$

Où F , G et B sont des constantes qui diffèrent d'un auteur à l'autre et R est le rayon de l'électrode active.

I.8 Conclusion

Ce chapitre initial est à l'origine une partie primaire qui constitue une étude théorique de la décharge couronne. En effet, lors de l'étude bibliographique, une multitude de travaux ont été vérifiés et explorés pour avoir une idée convergente sur ce phénomène de la décharge couronne et par la suite, des reprises, des citations, des conclusions et des travaux ont y été retransmis afin d'aboutir au but recherché. Dans cette partie, on y trouve quelques généralités sur la décharge couronne tel sa description, son domaine d'existence, ses conditions et son développement a une échelle atomique. Ensuite, on y a rapporté une théorie basique de TOWNSEND qui vise à offrir les informations possibles en vue d'expliquer le mécanisme de la décharge couronne. Mais malgré que le mécanisme de TOWNSEND été rationnel, on y a vu que des critiques sceptiques ont y été promulguées quant à sa validité dans les cas des hautes pressions. En fin, des outils théoriques (Courbe de Paschen et équation de Peek) ont été présentés pour vulgariser l'étude paramétrique de notre objet d'étude.

Chapitre II :
**Théorie de la sonde
circulaire**

II.1 Introduction

La décharge couronne peut être vue sous son aspect électrique ou optique. Sa description fait appel à des mesures, soit électrique concernant le champ, le courant et la tension, ou bien les mesures optiques qui sont enregistrées par des appareils photographiques et des caméras de balayage ultra rapide dites convertisseurs d'image [26]. Les ions positifs, produits dans la zone d'ionisation lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-plan, dérivent vers le plan et forment ainsi une charge d'espace monopolaire. La présence de cette charge d'espace à proximité du plan, cause des difficultés lorsqu'on veut mesurer le champ électrique. Différentes méthodes de mesure du champ électrique ont été effectuées dans le passé. On cite ; le moulin à champ [27], la sonde capacitive [28] et récemment les sondes polarisées [29] [30] [31] sur les géométries d'électrodes pointe-plan, fil-cylindre et fil-plan. Les sondes polarisées sont de simples capteurs, de forme circulaire ou linéaire, incorporées dans un même niveau de surface dans une électrode mise à la terre et sur laquelle on veut mesurer le champ électrique. Leur principe est introduit par Tassicker [32] en 1974 sur un modèle de forme circulaire et développé par Selim et Water. Les sondes capacitatives [20] et les sondes polarisées ont un intérêt particulier par leurs dimensions réduites et leur résolution spatiale. Ces sondes polarisées sont précises et n'ont pas d'influence sur les mesures, car elles sont incorporées dans un même niveau de surface sur le plan où l'on désire mesurer le champ. La configuration circulaire de la sonde polarisée a été adaptée dans notre travail pour mesurer le champ électrique à la surface de l'électrode mise à la terre lors de la décharge couronne en géométries duale fil-cylindre et fil-plan.

II.2 Machine à champ

Les machines à champ sont les premiers dispositifs utilisés pour mesurer les champs électriques. Elles sont conçues pour obtenir des mesures continues en utilisant des capteurs mécaniques mobiles. Le principe de la méthode est basé sur la mesure de la charge induite à la surface conductrice des capteurs. Les machines à champ les plus connues sont le moulin à champ et le fluxmètre électrostatique.

II.2.1 Moulin à champ

Il est composé d'une partie supérieure tournante appelée rotor, constituée de pales plates et d'une partie fixe appelé stator de forme géométrique identique à celle du rotor (figure II.1). Le stator est relié à un appareil permettant la mesure du signal, le rotor étant directement relié à la masse. Lors du fonctionnement, la partie tournante expose et protège alternativement les capteurs statoriques du champ électrique à mesurer. Le signal enregistré peut être une tension alternative ou continue par intermittence.

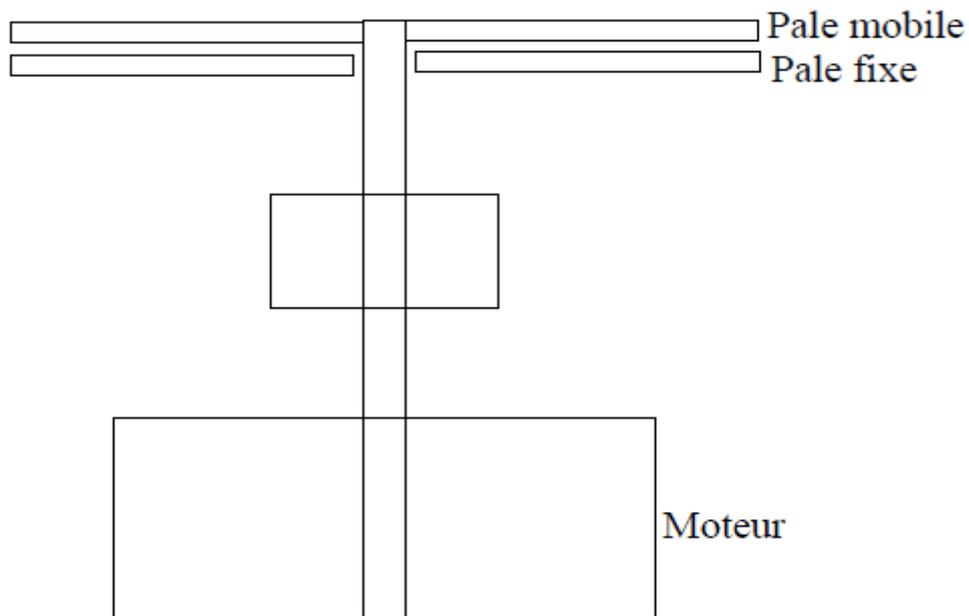


Figure II-1 : Moulin à Champ

II.3 Sondes à champ statique

Les sondes à champ statique sont de simples capteurs de faibles dimensions, incorporés dans un même niveau de surface sur une électrode où l'on désire mesurer le champ électrique. Nous distinguons deux types différents de sondes :

1. Sondes capacitives.
2. Sondes polarisées.

II.3.1 Sonde capacitive

La première sonde apparue est la sonde capacitive, mise au point par Collins et Meek en 1965. C'est un simple capteur circulaire incorporé dans un même niveau de surface dans une électrode isolée d'elle à la surface de laquelle nous voulons mesurer le champ électrique. La mesure du champ électrique est déduite à partir de la charge d'espace induite à la surface du capteur.

II.3.2 Sonde polarisée

Le principe de la sonde polarisée a été introduit par Tassicker en 1974 [33]. Elle est similaire à la sonde capacitive mais diffère de celle-ci par son principe de mesure. Le signal de la sonde capacitive est généré par induction, par contre celui de la sonde polarisée dérive du courant de conduction traversant la sonde.

II.4 Sonde polarisée circulaire

Tassicker [33] a développé en 1974 un modèle théorique sur la sonde polarisée circulaire. L'auteur considère un plan circulaire (A) de rayon r_a centré au milieu d'une électrode (B) de rayon intérieur et extérieur respectivement r_b et R_b . Les surfaces S_A et S_B des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air de largeur $g = r_b - r_a$, figure (II.2).

Un prototype de la sonde circulaire a été réalisé au laboratoire de génie électrique de l'université A. Mira de Bejaia. La sonde est constituée d'un collecteur (A) de forme circulaire, logé dans une plaque de polarisation (B) formant avec elle un intervalle d'air de largeur g et le tout est incorporé dans un même niveau de surface avec les plans de garde, figure (II.2).

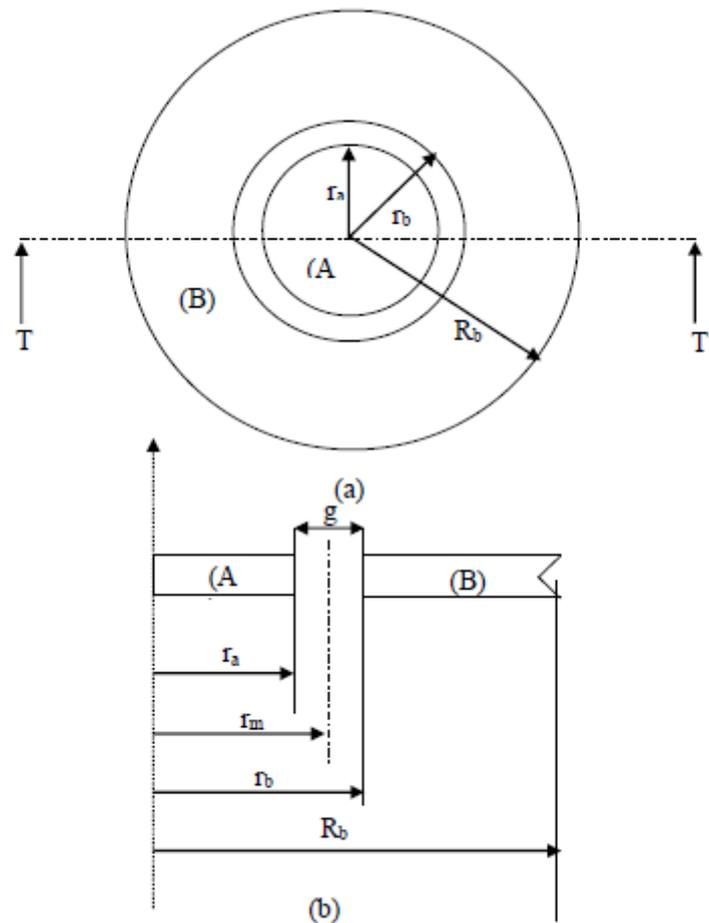


Figure II-2: Sonde circulaire de Tassicker.

(a) Vue de dessus ; (b) Coupe transversale de la sonde.

II.5 Principe de fonctionnement de la sonde polarisée circulaire de Tassicker

La polarisation de la plaque (B) avec une tension V_b crée un champ E_b , appelé champ de

polarisation, qui se superpose au champ extérieur E à mesurer.

En absence de polarisation ($V_b = 0$), figure (II.3.a) le courant collecté est dû seulement à la décharge, on le note I_0 . Après polarisation, figures (II.3.b) et (II.3.c) la polarité de la tension V_b fait que le champ local E_b créé augmentera ($V_b > 0$) ou diminuera ($V_b < 0$) le

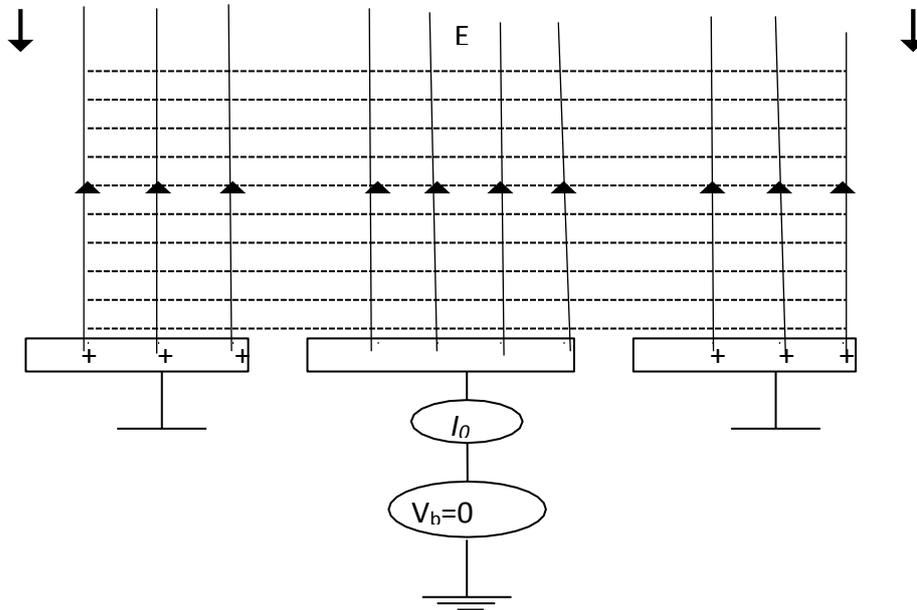


Figure II-3 : Lignes de champs et équipotentielle en présence de décharge électrique avec la sonde non polarisée

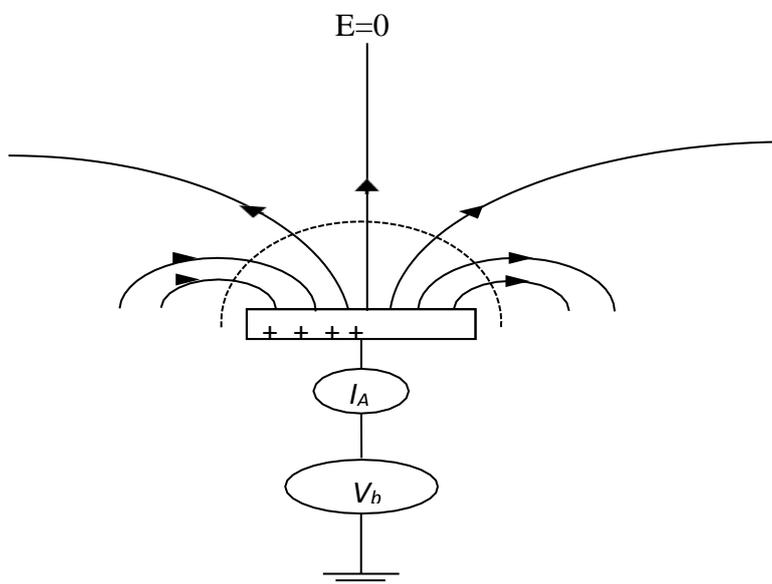


Figure II-4 : Lignes de champs et équipotentielle en absence

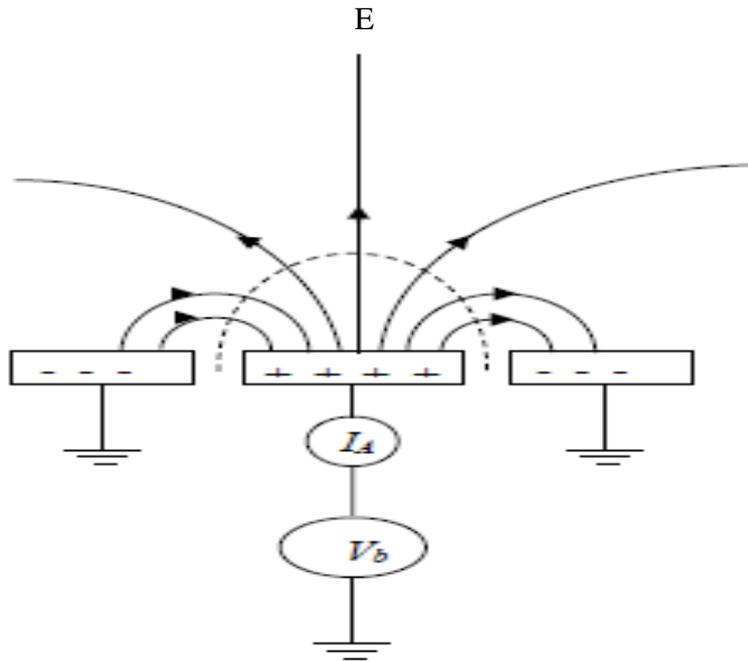


Figure II-5 : Lignes de champs et équipotentielles en présence de décharge électrique avec la sonde polarisée.

II.6 Calcul du champ électrique E

Le calcul du champ électrique E est basé sur la mesure du courant I collecté par la surface S_a de la sonde. Ce courant peut s'écrire [34] :

$$I = J \cdot S_A \tag{II.1}$$

$$J = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot D \tag{II.2}$$

$$I = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot D \cdot S_A = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot \Phi_A \tag{II.3}$$

Avec :

μ = la mobilité moyenne des ions [$m^2 / v.s$] ;

ρ = densité de la charge d'espace [c / m^3] ;

D = vecteur du déplacement électrique ;

Φ_A = flux du vecteur D à travers la sonde ;

S_A = surface réelle de la sonde ;

J = densité de courant électrique ;

ϵ_0 = permittivité électrique du vide.

Lorsque la sonde est polarisée positivement, figure (II.4), nous avons deux contributions du flux Φ_A , l'une provenant du champ E à mesurer et l'autre provenant de la tension de polarisation V_b . Le flux total Φ_A à travers la sonde est donné par :

$$\Phi_A = \Phi_{A0} + \Phi_{A1} \quad (II.4)$$

Où Φ_{A0} est le flux du champ E à mesurer et Φ_{A1} la contribution du champ de polarisation E_b . Ces flux sont donnés par :

$$\Phi_{A0} = S_m \times E \times \epsilon_0 \quad (II.5)$$

$$\Phi_{A1} = C_0 \times V_b \quad (II.6)$$

Avec :

$S_m = \pi \cdot r_m^2$ est la surface effective de la sonde, r_m étant le rayon effectif et C_0 est la capacité du condensateur constitué par la sonde (A) et l'électrode (B).

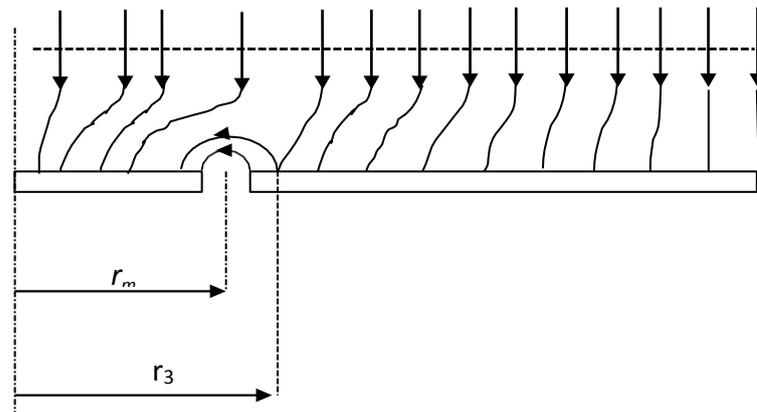


Figure II-6 : Distribution du flux à la surface de la sonde dans le cas où la sonde est polarisée positivement.

A partir des équations (II.4), (II.5) et (II.6) nous obtenons le rapport des courants I et I_0 correspondant à $V_b \neq 0$ et $V_b = 0$:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\Phi_A}{\Phi_{A0}} = 1 + \frac{C_0}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_m^2} \cdot \frac{V_b}{E} \quad (II.7)$$

Le champ inconnu E peut être calculé si l'on calcule la capacité C_0 . Tassiker a utilisé une expression analytique donnée par Spence [9]:

$$C_0 = 4 \cdot r_m \cdot \epsilon_0 \cdot \left[1.07944 + 0.5 \cdot \ln \left(1 + \frac{r_m}{2 \cdot g} \right) \right] \quad (II.8)$$

Avec : $g = r_b - r_a$

La relation (II.7) donne une caractéristique $\frac{I}{I_0}$ linéaire avec la tension V_b . Cependant aux

fortes valeurs de V_b , quand le champ à la surface de l'électrode d'inverse à cause du champ de polarisation $E_b > E_s$, il se produit une déviation de la caractéristique qui rend la relation (II.7) inutilisable.

II.7 Conclusion

Dans cette partie, nous avons cité quelques méthodes de mesure du champ électrique et illustré les éléments de la mesure du champ électrique à l'aide de la sonde circulaire polarisée dite sonde polarisée de Tassicker. Le principe de fonctionnement de cette dernière est basé sur la mesure du courant collecté par la surface de la sonde, pour ensuite déduire le champ électrique à sa surface. En partant de ce principe, nous constatons aussi que le modèle de Selim et Waters nécessite un calcul numérique du champ local E_b où la méthode est complexe. Pour cela, nous avons opté pour la méthode de Tassicker connu pour sa simplicité.

Chapitre III :
Étude expérimentale de la
décharge

III.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter une étude expérimentale sur la mesure du champ électrique lors de la décharge couronne en géométrie fils-plan et duale-plan (Fil-Cylindre-Plan). Cette étude a été menée au laboratoire de la haute tension à l'université de Bejaia, sous l'encadrement de Mr. KASDI. En premier lieu nous avons réalisé le dispositif Fil-plan puis la géométrie Duale-plan. Ces derniers ont été bien étalonnés avant de les mettre en œuvre. Nous avons commencé par relever la caractéristique courant-tension $I(V)$ pour chaque configuration à l'aide d'un voltmètre et d'un pico-ampèremètre afin de déterminer la tension seuil d'apparition de l'effet couronne. Pour la mesure du champ à la surface du plan mis à la terre nous avons utilisé la sonde circulaire de Tassicker. Le principe des essais consiste à mesurer les courants collectés par cette sonde pour différentes tensions de polarisation V_b , et pour différentes tensions appliquées (23kV et 26kV) au conducteur actif sous des conditions atmosphériques mesurées. Pour effectuer des mesures sur d'autres points du plan, il suffit de déplacer les électrodes actives (dispositif Fil-plan et Duale-plan) par rapport au centre de la sonde ($x=0$ au centre de la sonde). Les mesures ainsi relevées nous permettent par la suite de déterminer la distribution du champ électrique E , la densité de courant J et déduire ensuite la charge de l'espace ρ .

III.2 Description du dispositif expérimental :

III.2.1 Configuration Fil-Plan

L'ensemble du dispositif expérimental pour la géométrie fil-plan réalisé est représenté sur la figure (III.1). Le système d'électrodes et les éléments mis sous haute tension sont isolés par une grille séparatrice (cage de Faraday (3)) du manipulateur et des autres appareils de mesure basse tension. L'électrode active (1), tendue à une hauteur h (4 ; 5 cm) par des plaques isolantes en plexiglas (2) est reliée à l'installation haute tension continue V_a . Cette installation haute tension est composée principalement d'un générateur de basse tension (10), puis à l'aide d'un transformateur élévateur et d'un circuit redresseur, on génère une haute tension continue qui sera de l'ordre de kilovolts (9). Pour mesurer le courant de la décharge, un pico ampèremètre (13) est connecté à la sonde circulaire de mesure (A). La sonde circulaire (S) est en aluminium massif, elle est incorporée dans un même niveau de surface dans un plan (E). Ce dernier est muni de deux plans de garde (C) de dimensions 150 x 800mm dont le rôle est d'éviter les effets de bords, et le tout repose sur un support isolant en bois. La sonde circulaire (S) est fixée à l'ensemble par une plaque en plexiglas et un écran en aluminium qui permet l'évacuation à la terre des courants de fuite. Les deux électrodes sont reliées à une alimentation haute tension continue (20), figure (12). Le collecteur de la sonde (S) est connecté au pico - ampèremètre (10) à l'aide d'un câble coaxial (8) pour la mesure du courant de décharge. Le plan de polarisation est relié à une alimentation continue basse tension (12) aux bornes de laquelle est connecté un voltmètre numérique (11) pour mesurer la tension de polarisation V_b délivrée, et l'ensemble forme ainsi l'électrode collectrice.

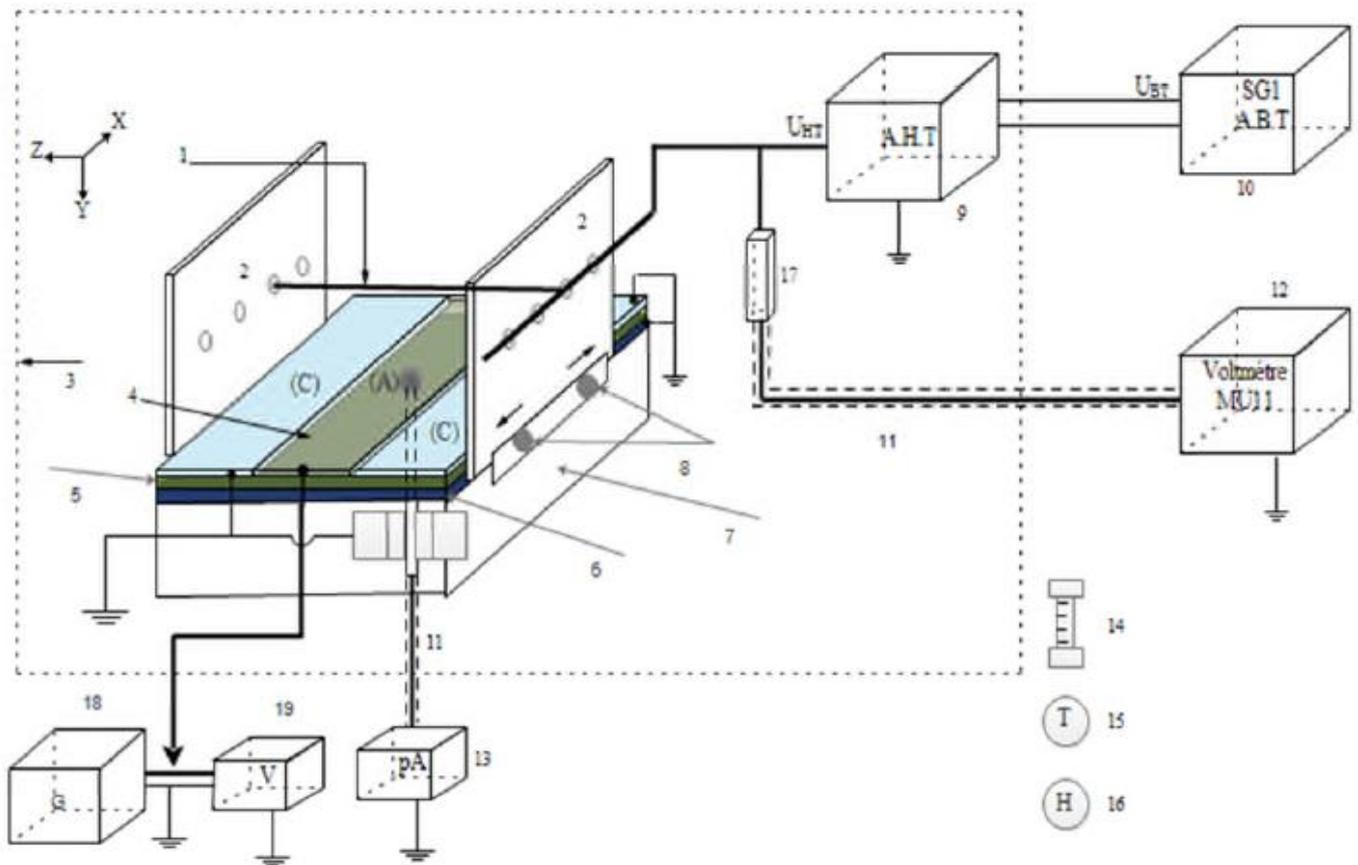


Figure III-1 : Constitution du dispositif expérimental

<i>A : Collecteur de courant</i>	<i>10 : Source basse tension (SG1).</i>
<i>C : Plans de garde.</i>	<i>11 : Câbles coaxiaux.</i>
<i>1 : Electrodes actives.</i>	<i>12 : Voltmètre de crête (MU11).</i>
<i>2 : Supports des électrodes actives.</i>	<i>13 : Pico-ampèremètre</i>
<i>3 : Cage de Faraday.</i>	<i>14 : Baromètre à mercure.</i>
<i>4 : Plan de polarisation.</i>	<i>15 : Thermomètre à mercure.</i>
<i>5 : plaque isolante en Bakélite.</i>	<i>16 : Hygromètre à cheveux.</i>
<i>6 : Plaque isolante en plexiglas.</i>	<i>17 : Résistance haute tension.</i>
<i>7 : Support en bois.</i>	<i>18 : Source de polarisation basse tension.</i>
<i>8 : Système coulissant.</i>	<i>19 : Voltmètre</i>
<i>9 : Source haute tension</i>	

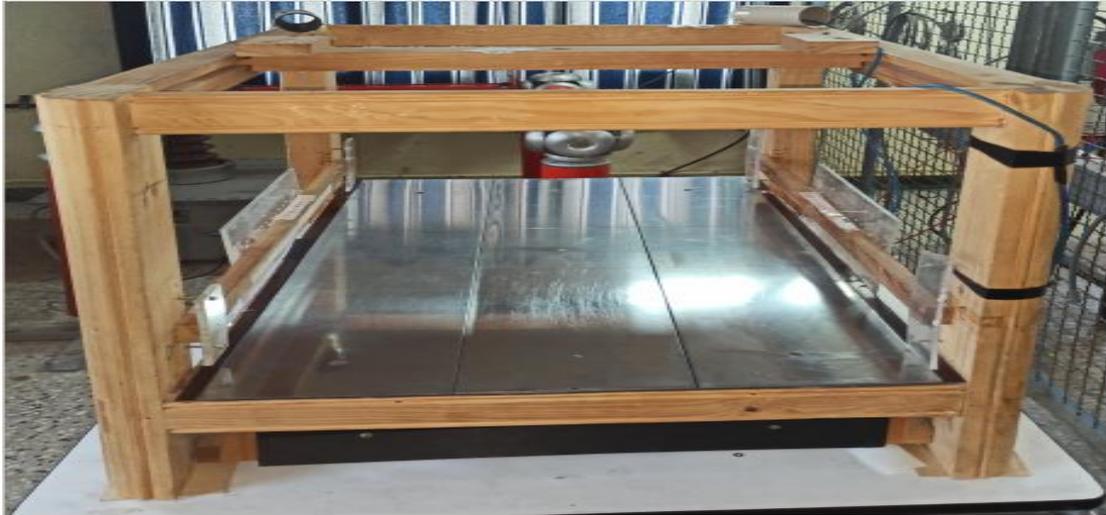


Figure III-2 : Vue de profil du dispositif –configuration fil-plan

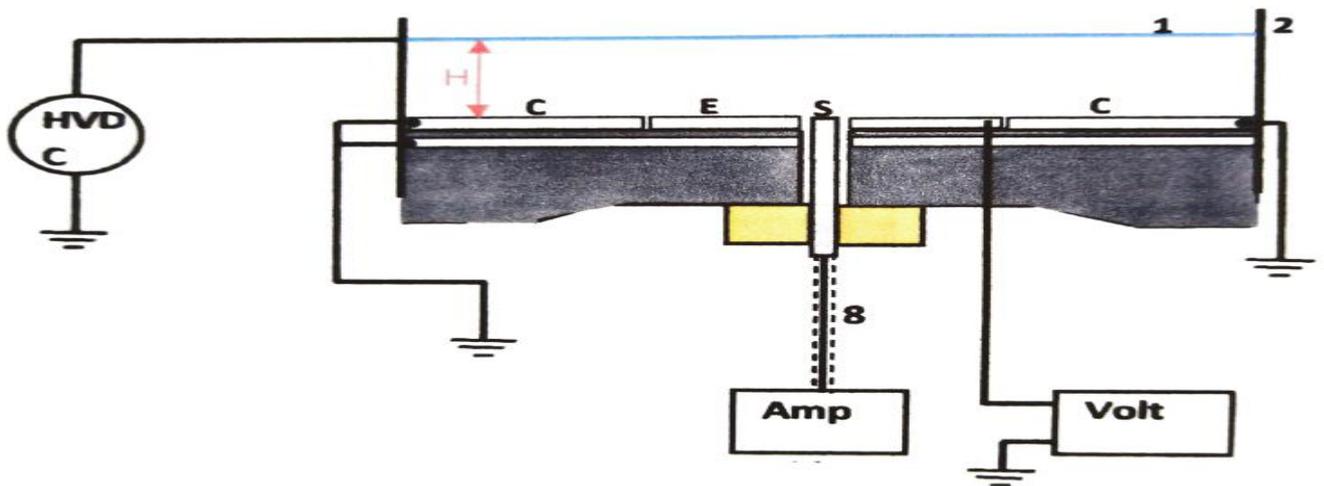


Figure III-3: Représentation longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Fil-Plan

Cette configuration est presque identique à la configuration Fil-Plan décrite précédemment, sauf que le conducteur actif (fil) est suspendu à un cylindre en aluminium de diamètre D_c beaucoup plus élevé que celui du fil, Figure (III.4). Les deux électrodes sont portées aux même potentiel appliqué V_{app} . Les électrodes planes se composent du plan de polarisation ou de mesure (3) et d'un ensemble de surfaces côtères qui représentent les plans de garde (C) qui sont mis à la terre figure (III.5). L'électrode active est tendue parallèlement par deux supports en plexiglas (2) à une hauteur h du plan de mesure. Les plans de garde (C) entourent la plaque de polarisation (3) formant avec celle-ci des intervalles d'air très réduits pour assurer la continuité de la distribution du champ aux bords de la sonde. Cette dernière étant fixe, la mesure du champ en différents points du plan se fait par le glissement des électrodes actives fixées sur des supports coulissants de 0 à 6 avec un pas de 0.5 cm.

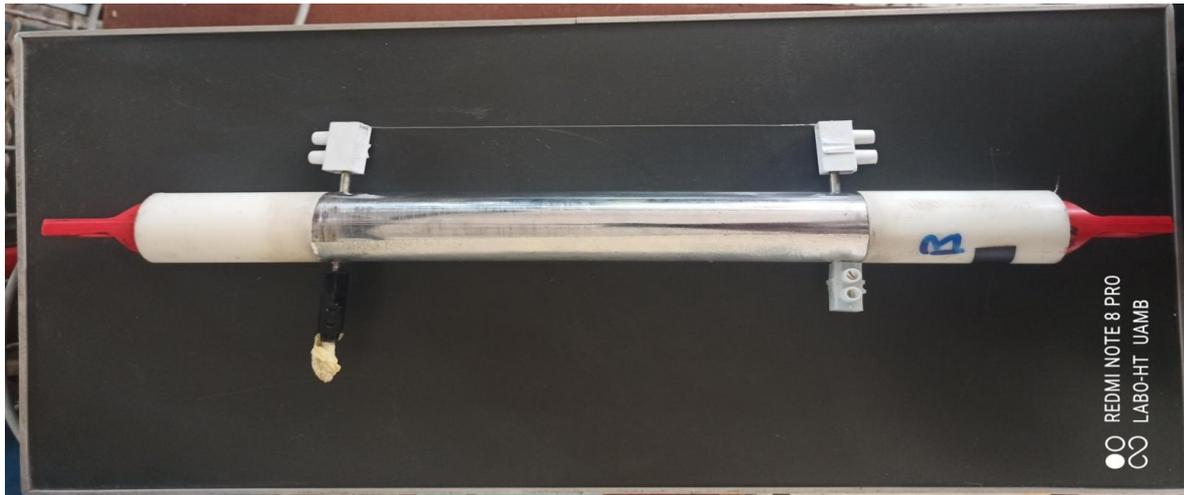


Figure III-4: Dispositif expérimental configuration Duale (fil-cylindre)

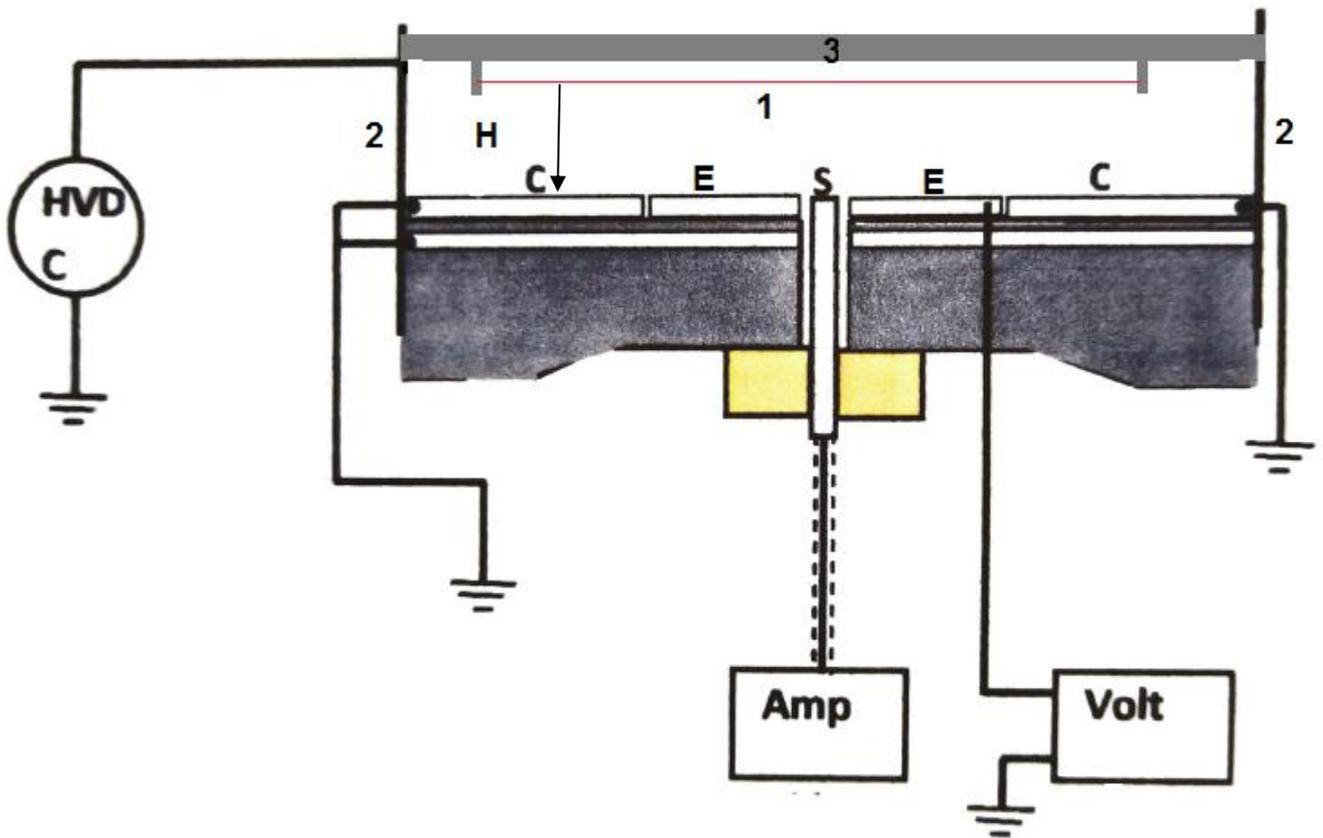


Figure III-5: Représentation longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Duale-Plan



Figure III-6: Vue longitudinale du dispositif d'électrode sous configuration Dual-Plan

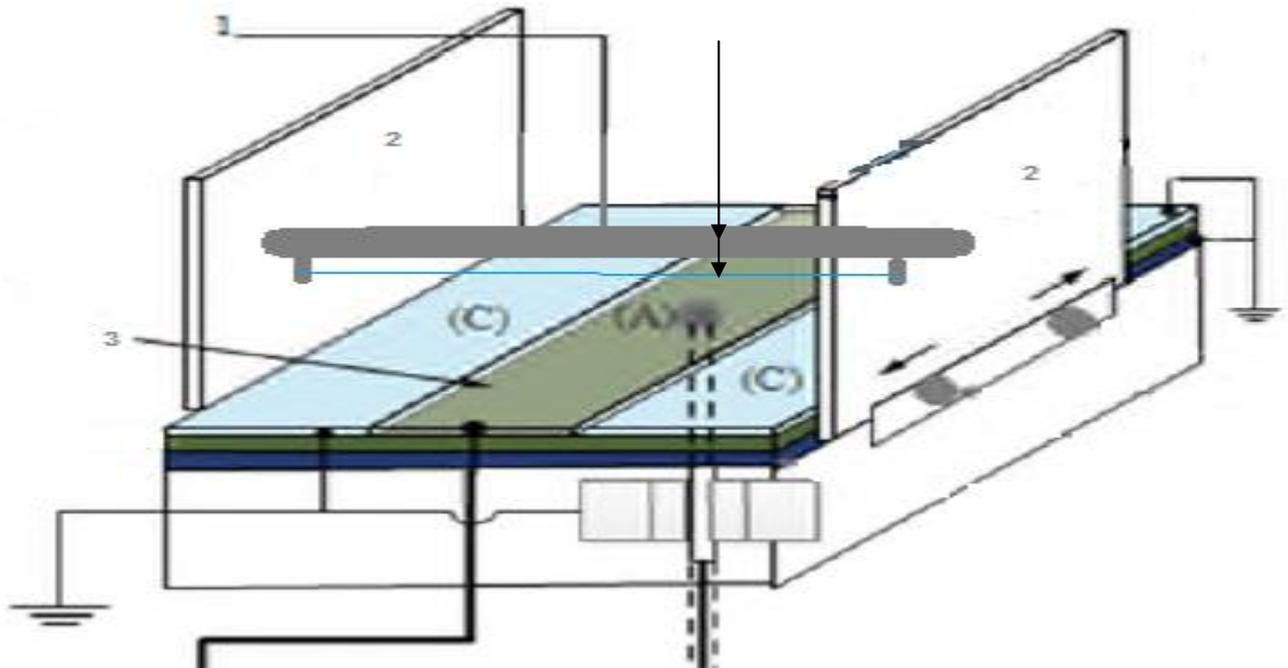


Figure III-7 : Constitution du dispositif expérimental configuration fil-cylindre

- 1- Electrode active (Fil-Cylindre).
- 2- Support en plexiglas.
- 3- Plan de polarisation.
- A- Sonde circulaire.
- C- Plans de gardes.

III.2.2 Source de haute tension :

Afin de mesurer les paramètres de la décharge couronne en configuration fil–plan et dual-plan, nous avons besoin d’une source de tension continue de polarité positive. Pour cela, nous avons utilisés une installation haute tension présente au laboratoire de la haute tension de l’université de Béjaïa, qui délivre des tensions variant de 0 à 140 kV, continue où alternative, de polarité positive ou négative, figures (III.8-10). Cette installation est composée :

D’une source basse tension SG1.

D’un transformateur de haute tension T100, alimenté par la source SG1.

De deux diodes à haute tension G270.

De deux condensateurs de lissage C10.

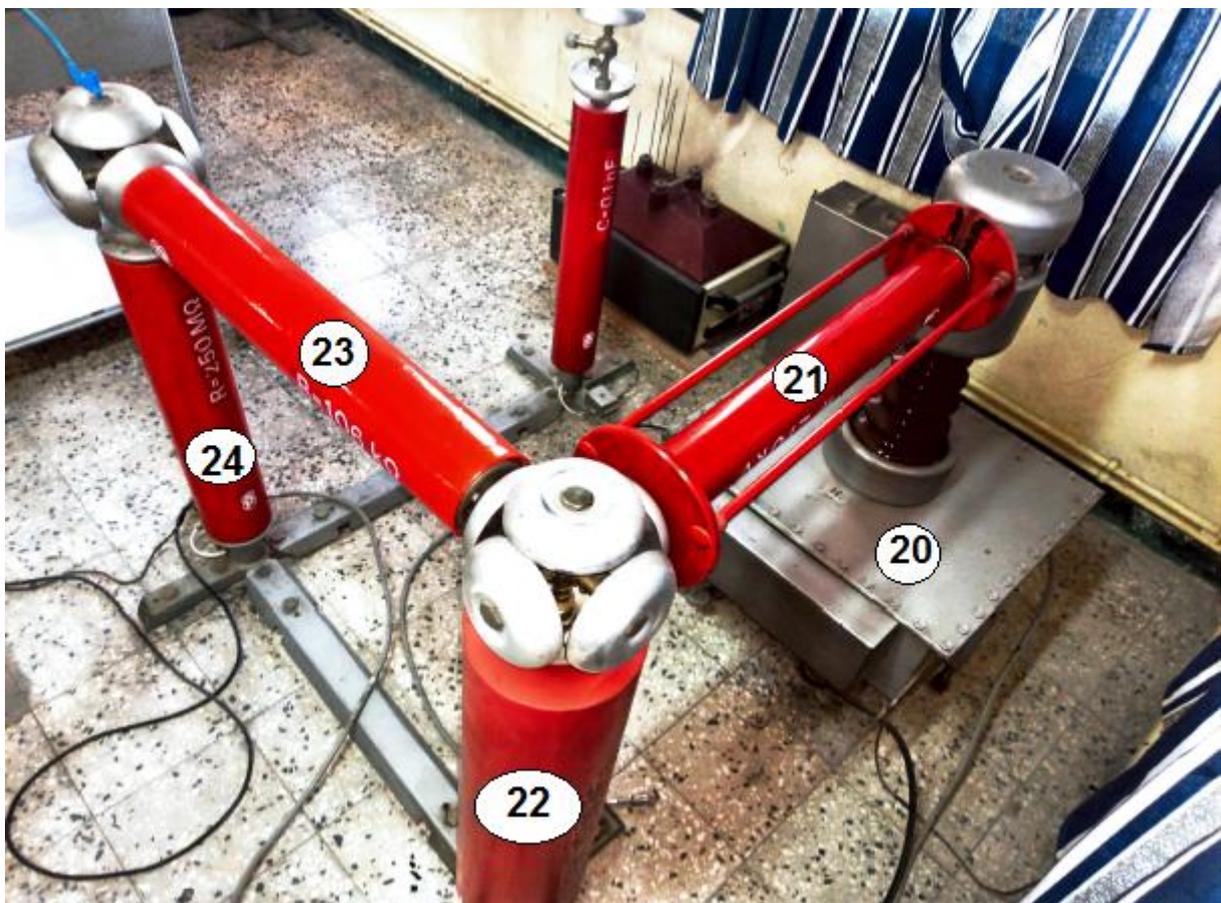


Figure III-8: Installation haute tension utilisée du laboratoire de Bejaia.

20 : Transformateur haute tension (T100) 21 : Diode haute tension (G270). 22 : Condensateur de lissage (C10).

23 : Résistance d’amortissement (R_a). 24 : Résistance haute tension (R_0)

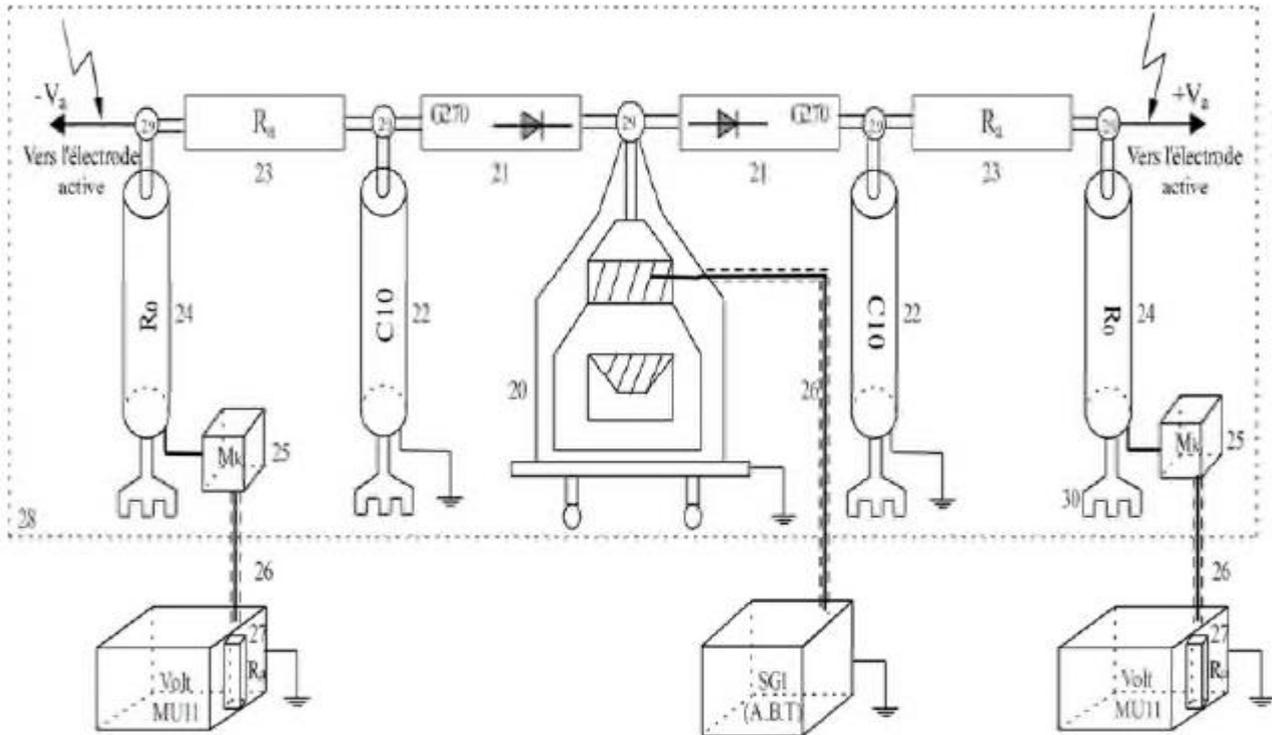


Figure III-9: Schéma en bloc de la source de haute tension utilisée [5].

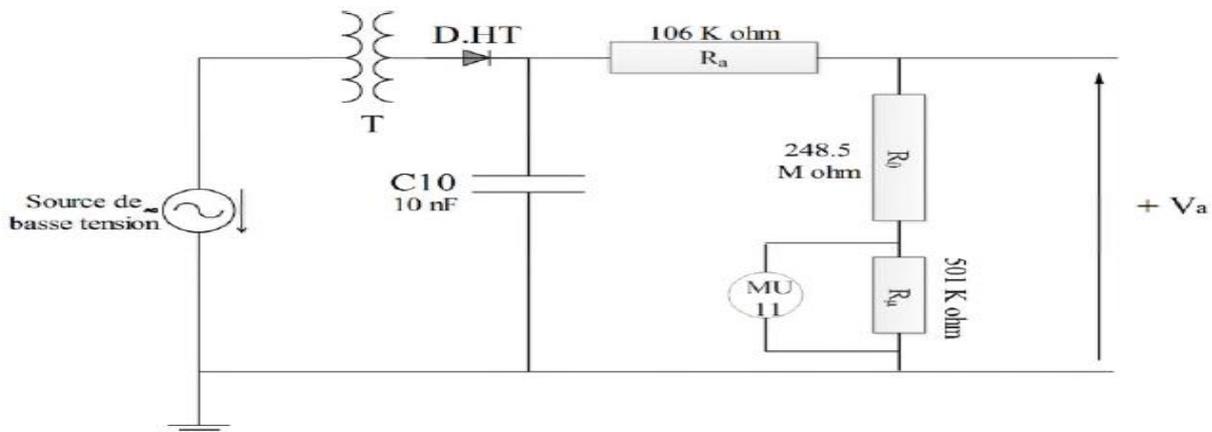


Figure III-10: : Schéma électrique de la source de haute tension utilisée

III.3 Systèmes De Mesure

III.3.1 Mesure des tensions :

III.3.1.1 Tension appliquée aux électrodes actives :

La mesure de la tension V_a aux électrodes actives s'effectue à l'aide du diviseur résistif décrit précédemment et du voltmètre de crête MU11. Ce dernier mesure la tension U aux bornes de la résistance basse tension R_u et affiche numériquement la valeur de la tension appliquée $V_a = k.u$, où k est le rapport du diviseur. En outre, le voltmètre présente une

résistance d'entrée R_e de $4,24 \text{ M}\Omega$ dont nous tenons compte dans l'évaluation du rapport k [35]:

$$K = \frac{R_0 R_e + R_0 R_u + R_u R_e}{R_u R_e} = 555.62 \quad (\text{III.1})$$

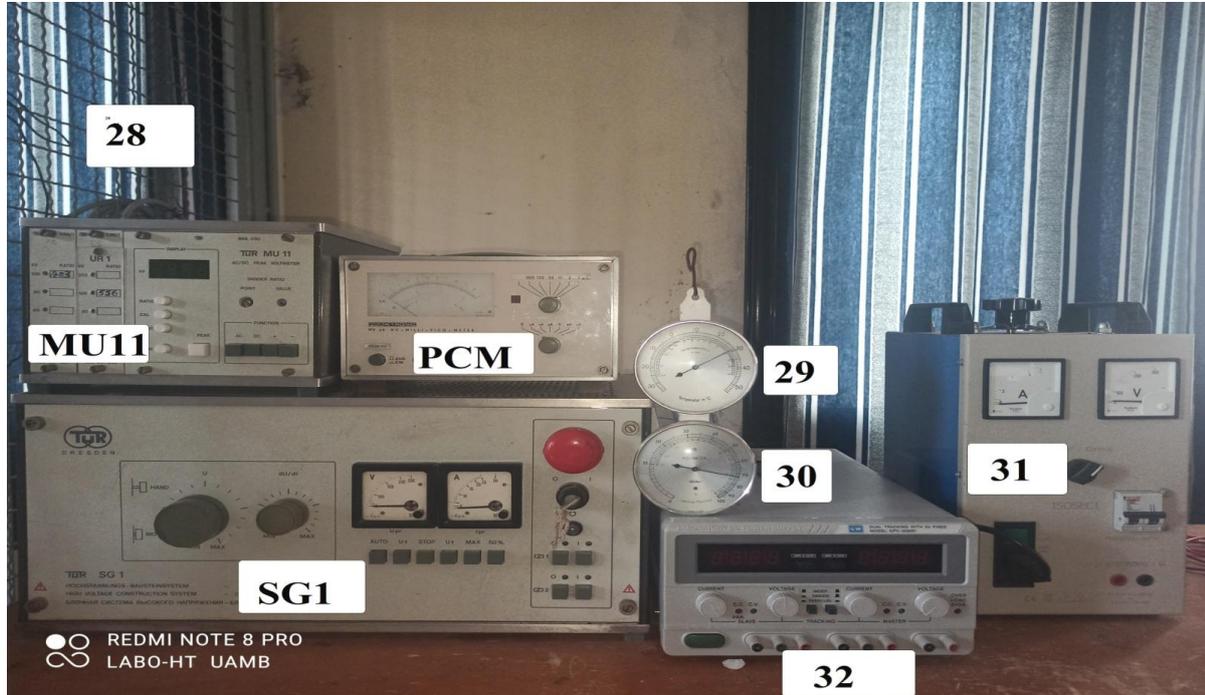


Figure III-11 : Installation de la haute tension utilisée pour la mesure

SG1 : Générateur de basse tension. MU11 : Voltmètre de crête. 28 : Grille de protection
29 : Thermomètre 30 : Thermo-hygromètre 31: Source de haute tension 32 : alimentation

III.3.1.2 Tension de polarisation V_b :

La plaque de polarisation (4) de la sonde est reliée à l'alimentation continue basse tension stabilisée (31) (fig. (III.11)), délivrant une tension V_b négative ou positive et pouvant varier de 0 à 100 V. Cette tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre numérique ayant une grande impédance d'entrée.

III.3.2 Mesure du courant :

Le courant I_s traversant la sonde est mesuré à l'aide d'un pico ampèremètre relié par l'intermédiaire d'un câble coaxial blindé au collecteur (A). La précision des mesures dépend, d'une part, de la position du collecteur (A) par rapport à la plaque de polarisation (4) de la sonde, et d'autre part, du courant de fuite causé par l'accumulation de poussière environnante entre les deux parties (A) et (4). Il a été recommandé de nettoyer régulièrement la sonde et les plans de garde avant chaque essai et de vérifier que le collecteur est au même niveau de surface que la plaque de polarisation (4). Avant chaque essai, on a été obligé de reconstrôler les continuités entre toutes les plaques ainsi qu'avec la sonde de mesure.

III.3.3 Mesure des paramètres de l'air :

Etant donné que la décharge couronne est très influencée par les paramètres physiques de l'air [26, 36], il est alors nécessaire de connaître les conditions dans lesquelles cette décharge a lieu. En effet, dans le programme numérique élaboré, la valeur du champ seuil E_s constitue une condition aux limites sur laquelle doit converger le champ calculé sur le conducteur. Le calcul de E_s doit donc tenir compte des conditions atmosphériques dont lesquelles les mesures expérimentales ont été prises afin de faire une meilleure comparaison entre les résultats de laboratoire et ceux de la simulation.

Durant l'étude expérimentale, nous avons effectué les mesures de la pression, à l'aide d'un baromètre à mercure (fig. III.1), de la température, à l'aide d'un thermomètre à mercure, et de l'humidité, à l'aide d'un hygromètre à cheveux.

III.3.4 Mesure du champ électrique :

La mesure du champ électrique a été faite par une sonde circulaire polarisée dite sonde de Tassicker. Le principe de fonctionnement de la sonde polarisée de Tassicker est basé sur la mesure du courant collecté par la surface de la sonde, pour ensuite déduire le champ électrique (E) à sa surface. En partant de ce principe, il considère que la sonde est un plan circulaire (S_s) de rayon r_s , centré au milieu d'une électrode (E) de rayons intérieur et extérieur respectivement r_e et R_e . Les surfaces S_s et S_E des deux parties ainsi formées au même niveau et forment un intervalle d'air annulaire de largeur $g = r_e - r_s$ [36], figure (III.12).

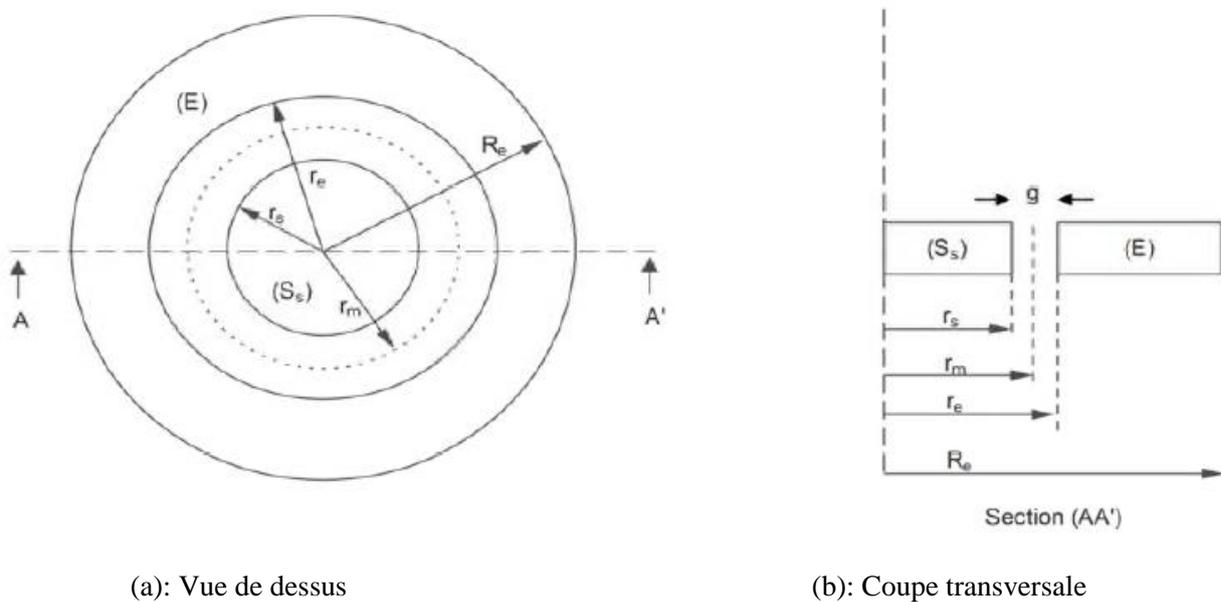


Figure III-12: Sonde circulaire de Tassicker

La sonde circulaire, réalisée au Laboratoire de Génie Electrique de l'Université A. Mira de Bejaïa, est constituée principalement d'un collecteur (S), de forme circulaire, logé dans une plaque de polarisation (E) et laissant entre elles un intervalle d'air de largeur g . Cet ensemble est alors incorporé dans un même niveau de surface avec les plans de gardes (C), voir la figure (III.12a). Tous ces éléments (S, E et C) sont en acier inoxydable et reposent sur une

plaque isolante (1) placée sur des plaques en cuivre (2) mises à la terre et le tout repose sur un support en bois (3), figure (III.12b) [37].

Donc en principe, en ayant les valeurs des courants I collectés par la surface S_s de cette sonde, il restera que d'utiliser les équations qui vont suivre pour calculer les valeurs expérimentales du champ électrique :

$$I = J \cdot S_s \quad (\text{III.12})$$

$$J = \frac{\mu \cdot \rho}{\varepsilon_0} \cdot D \quad (\text{III.13})$$

$$I = \frac{\mu \cdot \rho}{\varepsilon_0} \cdot D \cdot S_s = \frac{\mu \cdot \rho}{\varepsilon_0} \cdot \Phi_s \quad (\text{III.14})$$

Avec :

μ : Mobilité moyenne des ions [$\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$] ;

ρ : Densité de la charge d'espace [C/m^3] ;

D : Vecteur du déplacement électrique ;

Φ_s : Flux du vecteur D à travers la sonde ;

S_s : Surface réelle de la sonde ;

J : Densité de courant électrique ;

ε_0 : Permittivité électrique du vide ;

Lorsque la sonde est polarisée positivement, nous avons deux contributions du flux Φ_s , l'un provenant du champ E à mesurer et l'autre provenant de la tension de polarisation V_b . Le flux Φ_s à travers la sonde est donné par :

$$\Phi_s = \Phi_{s0} + \Phi_{s1} \quad (\text{III.15})$$

Où Φ_{s0} est le flux du champ à mesurer et Φ_{s1} la contribution du champ de polarisation E_b . Ces flux sont donnés par :

$$\Phi_{s0} = S_s \cdot E \cdot \varepsilon_0 \quad (\text{III.16})$$

$$\Phi_{s1} = C_0 \cdot V_b \quad (\text{III.17})$$

Avec :

$S_s = \pi \cdot r_s^2$ Est la surface effective de la sonde, r_s étant le rayon effectif et C_0 est la capacité du condensateur constitué par la sonde (S) et l'électrode (E) [7].

Avec :

$$C_0 = 4 \cdot r_m \cdot \varepsilon_0 \cdot \left[1.07944 + 0.5 \cdot \ln \left(\frac{1+r_m}{2 \cdot g} \right) \right] \quad (\text{III.18})$$

La relation permettant de calculer le champ électrique est donnée par :

$$E_b = \frac{C_0 V_b}{\left(\frac{I_s}{I_0} \right) \cdot S_m \cdot \varepsilon_0} \quad (\text{III.19})$$

Avec :

I_{s0} : le courant récolté par la sonde en l'absence de polarisation ($V_b=0$)

I_s : le courant récolté en présence de polarisation.

III.4 Détermination des paramètres de la décharge couronne

III.4.1 Caractéristique Courant-Tension :

Les valeurs de mesure de la caractéristique courant-tension ont été transcrites sur Matlab. Ensuite, ce dernier nous a permis de calculer et afficher les différentes caractéristiques prélevées.

La Figure (III.13) représente la caractéristique courant-tension en géométrie Fil-plan pour deux hauteurs H différentes ; 40mm et 50mm. D'après la figure, on remarque qu'au-dessous d'une tension minimale, appelée tension seuil (V_s), il n'y a aucun passage de courant (de 0 à ≈ 11 kv). Ce qui veut dire que l'air n'est toujours pas ionisé et donc la tension appliquée V_{app} demeure insuffisante. En continuant à augmenter la tension appliquée au-dessus de la tension seuil, un courant de décharge commence à être récolté et croît presque linéairement. L'effet couronne ne se manifeste donc pas qu'au-dessus d'une tension bien déterminée. Dans ces graphes, on voit que la valeur de V_s est comprise entre 10.5 et 11 kV. En plus, on constate que les courants de décharge mesurés pour $H=40$ mm sont plus élevés que ceux mesurés pour la hauteur $H=50$ mm confirmant tous les travaux présents dans la littérature.

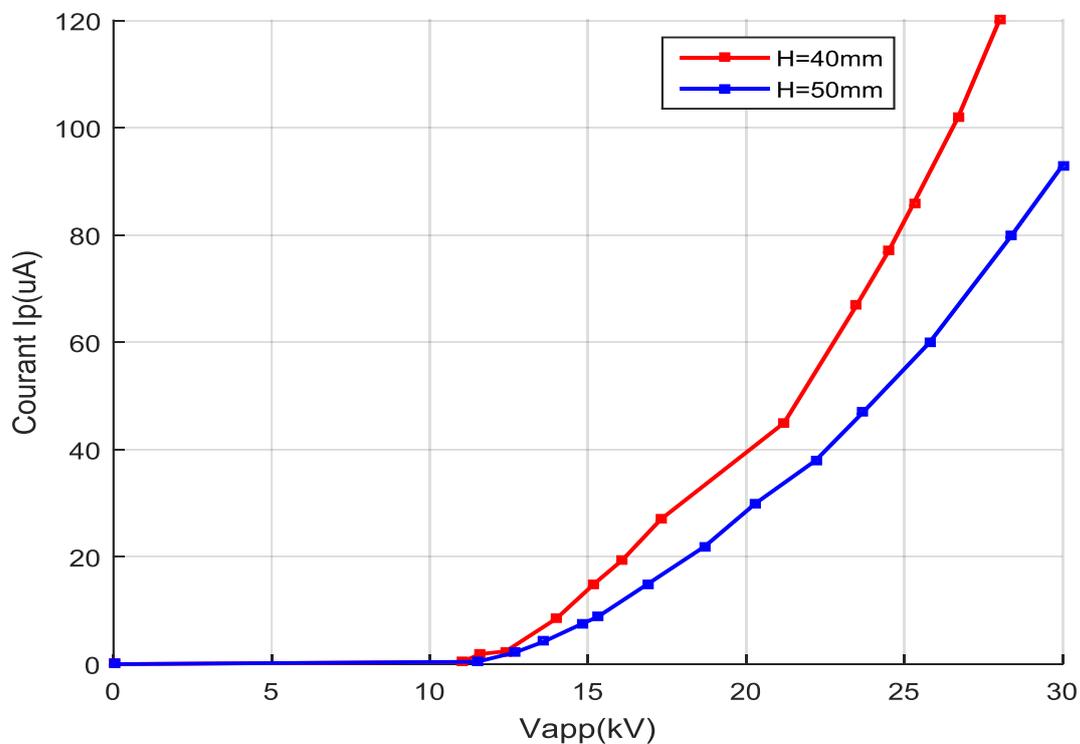


Figure III-13: : Caractéristique Courant-Tension en géométrie Fil-plan : H=40/50mm

La Figure (III.14) représente les caractéristiques courant-tension en géométrie Duale Fil-cylindre et pour $H=40\text{mm}$ et 50mm . Ces deux courbes présentent les mêmes allures que les courbes précédentes (géométrie Fil-Plan). Néanmoins, nous remarquons que les tensions seuils d'apparition de l'effet couronne augmentent sensiblement par rapport aux caractéristiques relevées en géométrie Fil-Plan ($V_s \approx 16\text{kV}$). Cette augmentation de V_s s'explique par l'effet du cylindre sur le conducteur actif (Fil). En effet, la présence du cylindre au-dessus du fil fait "étouffer" la décharge couronne en jouant un effet d'écran, ce qui retarde l'apparition de la décharge et augmente la tension seuil.

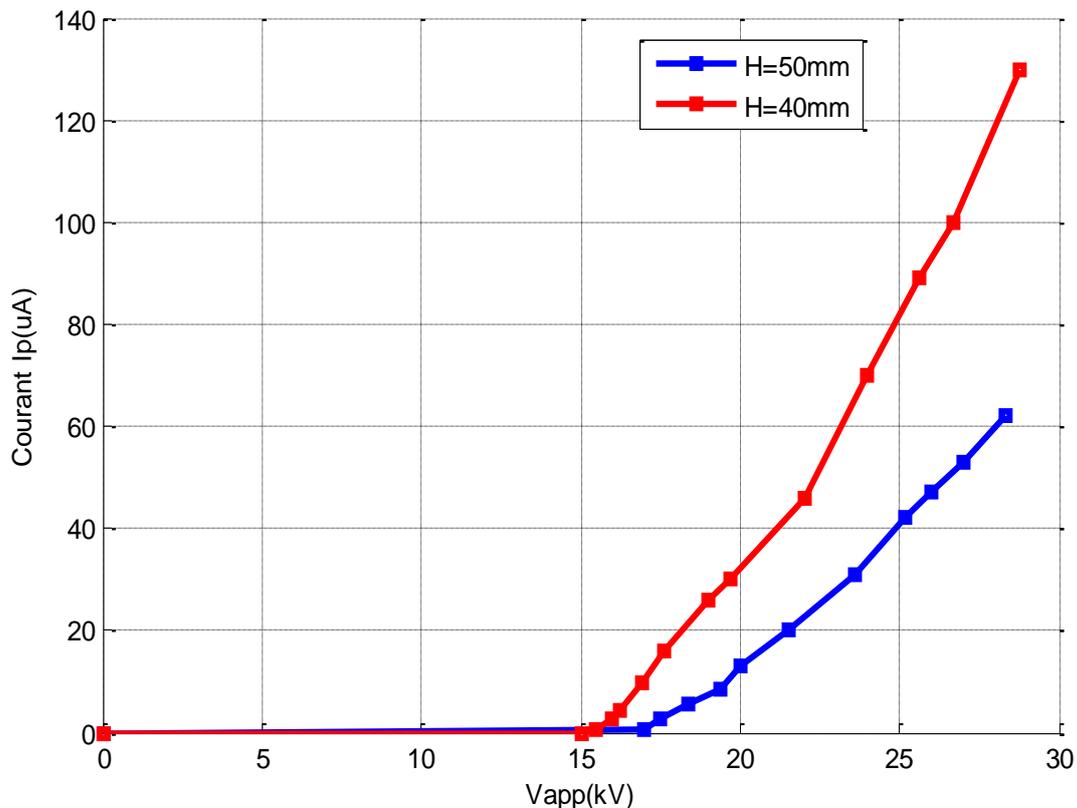


Figure III-14: Caractéristique Courant-Tension en géométrie Duale Fil-cylindre $H=40/50\text{mm}$

Le constat susmentionné est illustré plus clairement par la Figure (III.15) sur laquelle sont représentées les caractéristiques Courant-Tension des deux géométries ; Fil-plan et Duale (Fil-Cylindre). En plus des tensions seuils qui diffèrent entre les deux configurations, on remarque aussi que le courant récolté en géométrie Fil-Plan est plus élevé que celui mesuré en configuration Duale.

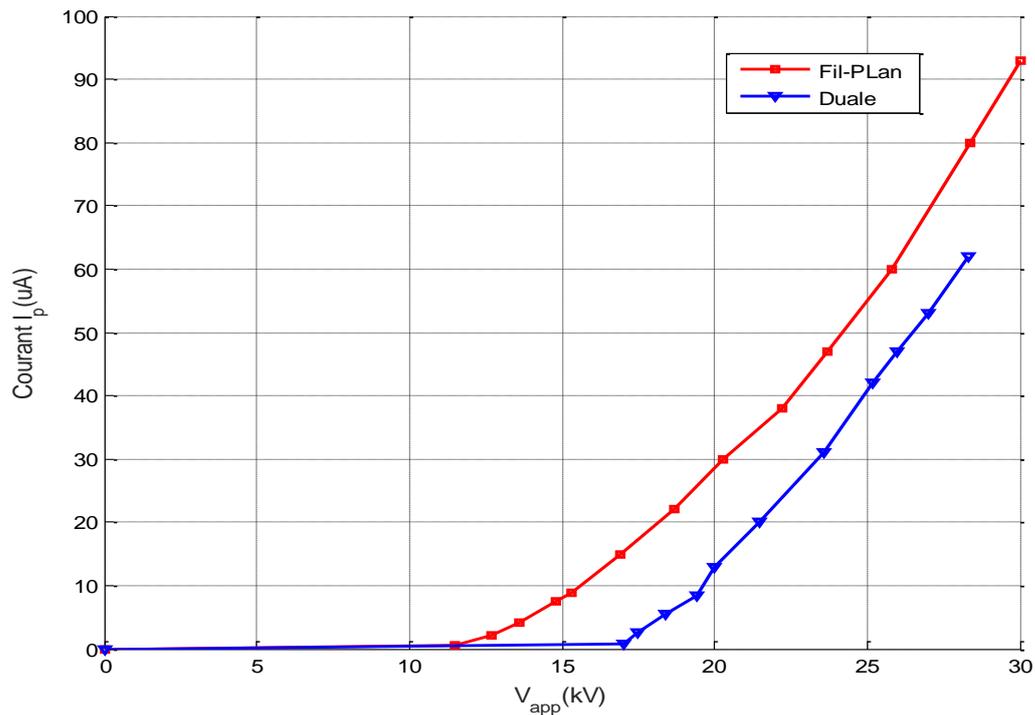


Figure III-15: Caractéristique Courant-Tension Pour les deux géométries Fil-plan et Duale
(H=50mm; Dc=40mm; D=40mm)

III.4.2 Détermination de la densité de courant J :

La densité de courant J au plan de mesure est calculée à partir du courant I_s collecté par la sonde circulaire :

$$J = \frac{I_s}{S_m} \quad (\text{III.20})$$

Avec S_m la surface moyenne de la sonde.

Les figures (III.16-19) illustrent les distributions de densité de courant dans la géométrie Fil-plan pour un fil de rayon 0.2 mm, placé à des hauteurs H de 50 et 40 mm, pour les tensions appliquées $V_a=23$ et 26 kV. Les allures de J montrent des distributions sous forme de cloche, composées de plusieurs valeurs admettant un maximum au niveau de l'endroit le plus proche du fil qui correspond à $x=0$ (au pied du fil). En s'éloignant de cette position, allant vers les extrémités, une diminution de l'amplitude de J est observée. On constate que les valeurs de J relevées pour les tensions appliquées de 26 kV sont plus élevées que celles mesurées pour $V_{app}=23$ kV, Figures (III.16-17). De même, les valeurs de J relevées pour $H=40$ mm sont plus élevée que celles mesurées pour $H=50$ mm, ce qui a été expliqué précédemment pour les caractéristiques $I(V)$, figures (III.18-19).

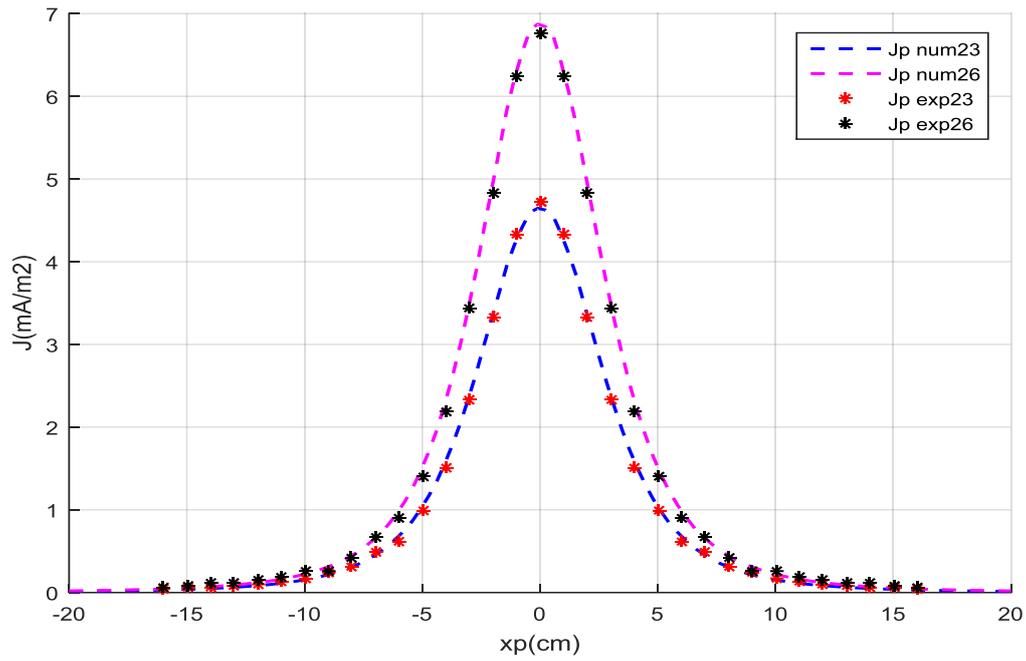


Figure III-16: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=50$ mm

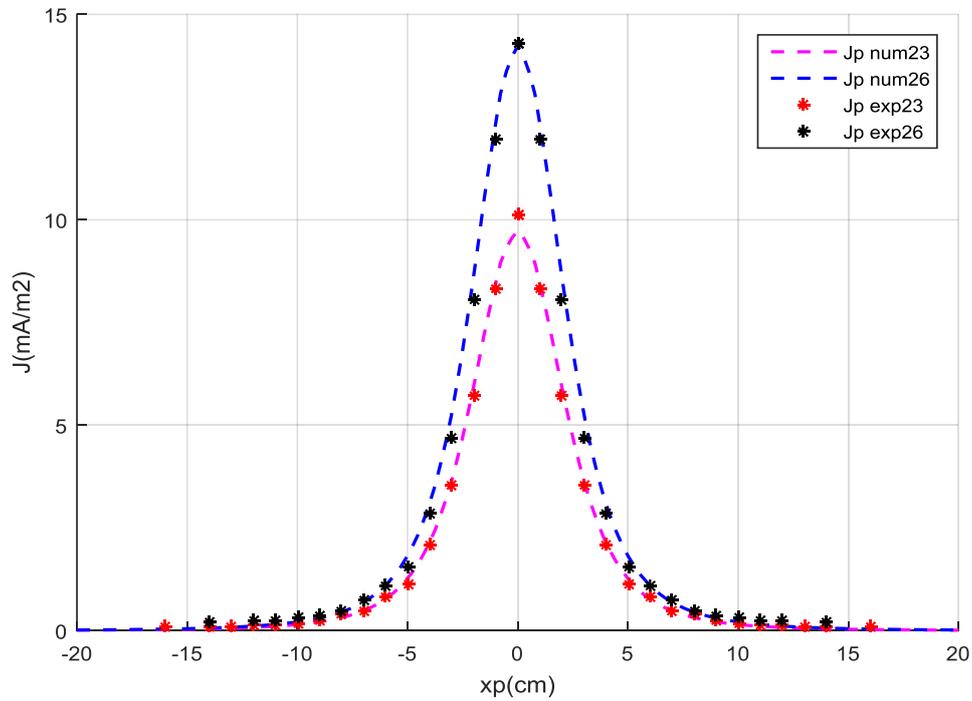


Figure III-17: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=40$ mm

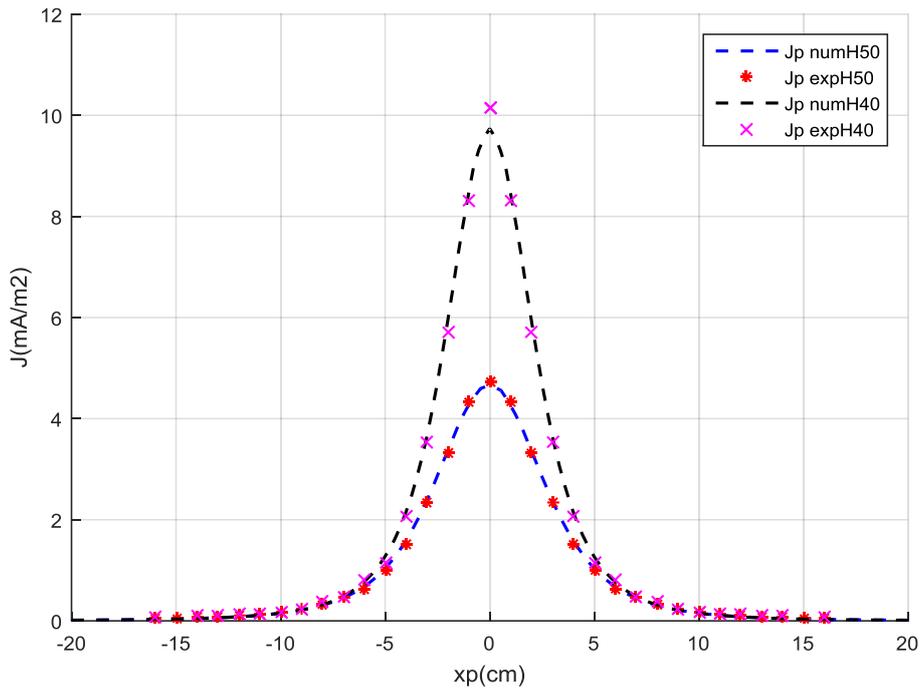


Figure III-18: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ kV; $H=40/50$ mm

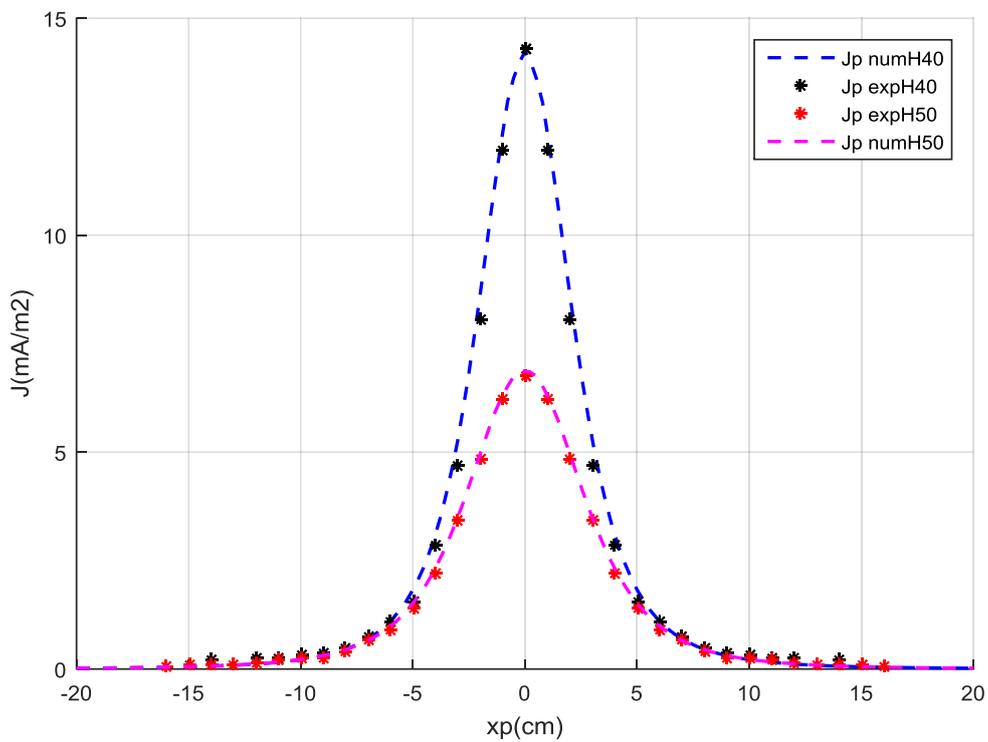


Figure III-19: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=26$ kV; $H=40/50$ mm

Les figures (III.20) et (III.21) représentent les distributions de densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-Cylindre pour les tensions appliquées $V_a=23$ et 26kV et pour les hauteurs $H=40$ et 50mm respectivement. Ces courbes présentent les mêmes allures que les courbes de J relevées précédemment en géométrie Fil-Plan. Néanmoins, nous remarquons que dans le cas de la configuration Duale, les largeurs des courbes ont diminué, J au plan est nul à partir de $x=6\text{cm}$ contrairement aux courbes précédentes qui s'étendent jusqu'à 16 cm . Cela aussi est dû à l'effet du cylindre qui oriente et concentre les lignes de champ dans la zone sous le fil.

Pour illustrer la différence entre les formes des densités de courant relevées sous les deux géométries, nous traçons sur la figure (III.22) les deux courbes de J relevées sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-Cylindre et géométrie Fil-plan. Dans le cas de la configuration Duale, on constate une diminution de la valeur maximale de J relevée à $x=0\text{ cm}$ et aussi le rétrécissement de la largeur de la courbe par rapport à celle relevée en géométrie Fil-Plan.

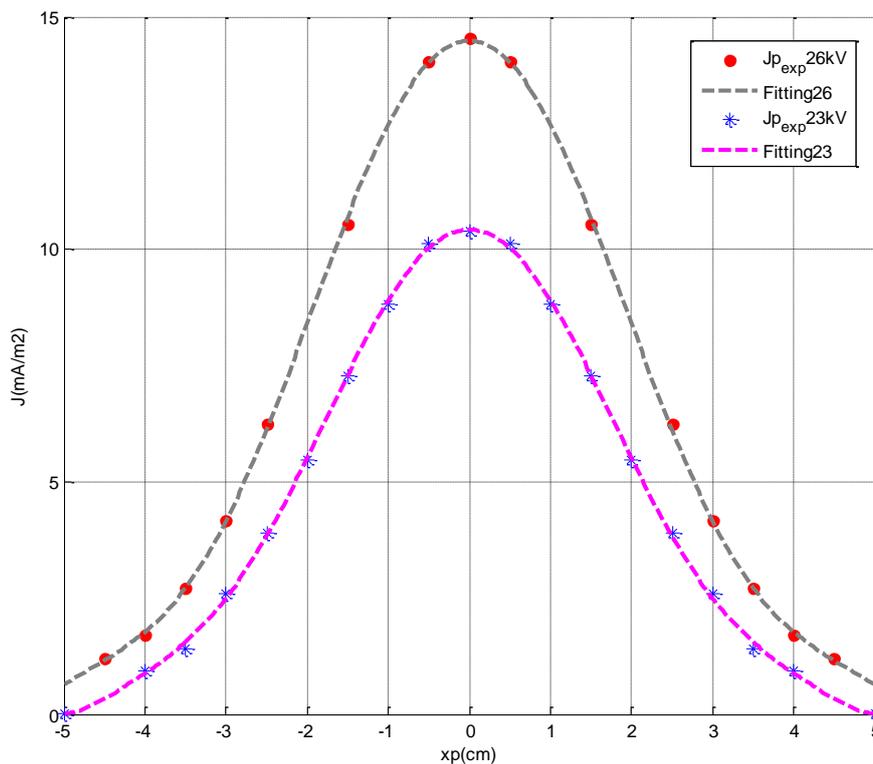


Figure III-20: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre

$R=0.2\text{mm}$; $D_c=40\text{mm}$; $D=40\text{mm}$; $V_{app}=23/26\text{ kV}$; $H=40\text{mm}$

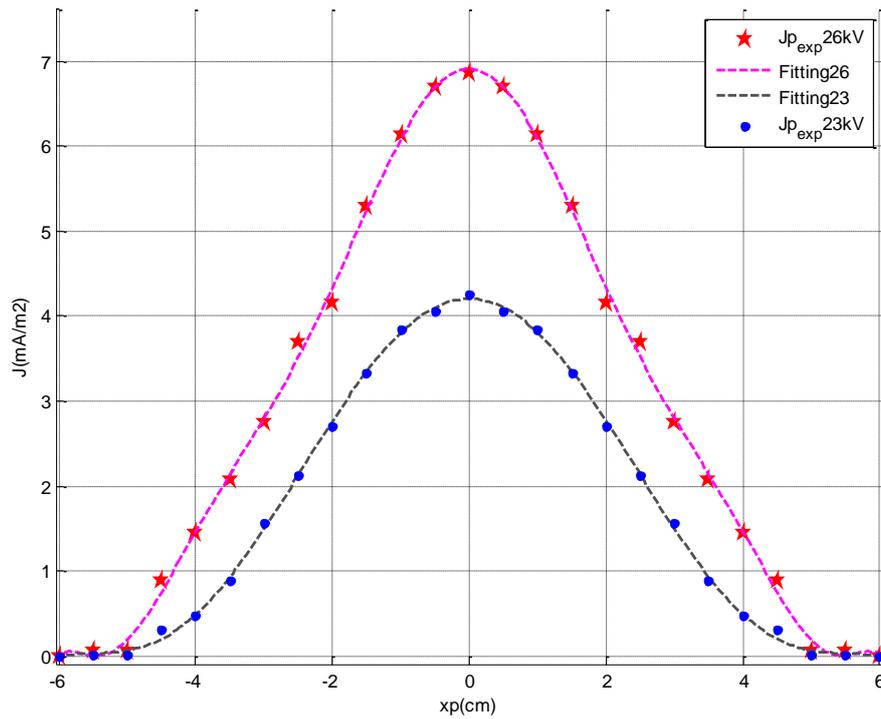


Figure III-21: Distribution de la densité de courant sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre ($R=0.2\text{mm}$; $D_c=40\text{mm}$; $D=40\text{mm}$; $V_{app}=23/26\text{ kV}$; $H=50\text{mm}$)

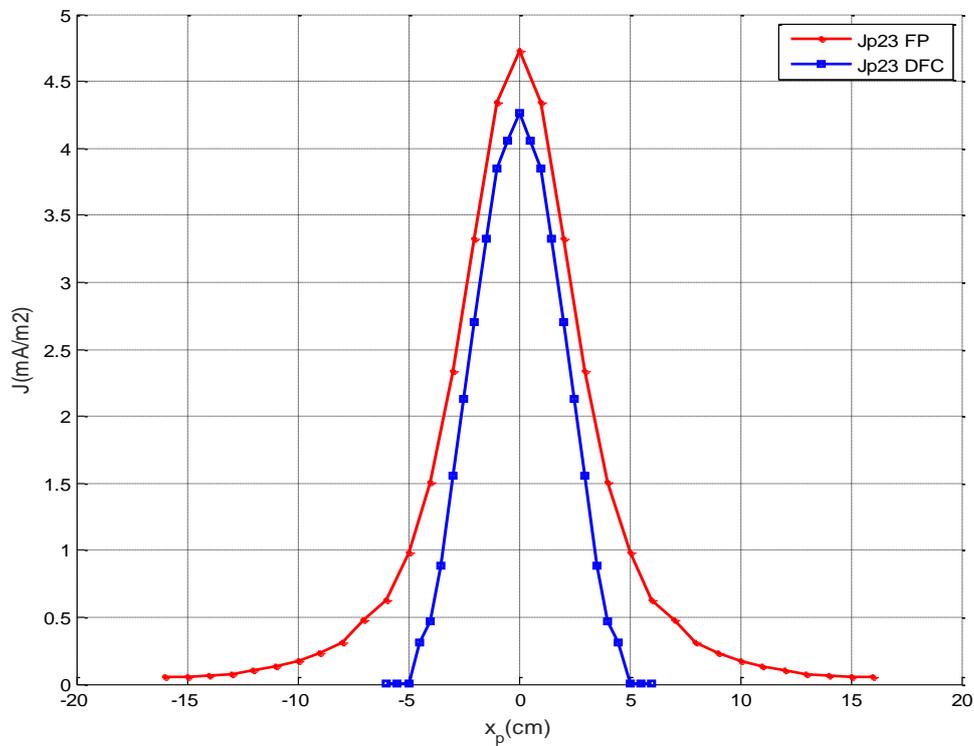


Figure III-22: Comparaison entre les distributions de J sur le plan de mesure en géométrie Duale et Fil-Plan ($R=0.2\text{mm}$; $D_c=40\text{mm}$; $D=40\text{mm}$; $V_{app}=23\text{ kV}$; $H=50\text{mm}$)

III.4.3 Détermination du champ électrique au plan

Nous avons vu que l'équation qui permet de calculer ce champ électrique est :

$$E_{moy} = \frac{C_0 V_b}{\left(\frac{I_s}{I_0}\right) \cdot S_m \cdot \epsilon_0} \quad (\text{III.21})$$

Ceci montre que le champ électrique est proportionnel aux tensions de polarisations appliquées sur l'électrode passive, ce qu'est confirmé par nos résultats.

Les figures (III.23-25) représentent les distributions du champ électrique sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan pour des tensions appliquées de 23 et 26 kV et des distances inter électrodes $H=40$ et 50 mm, respectivement. Les courbes présentent les mêmes allures que la densité de courant J (sous forme d'une cloche) admettant des valeurs maximales niveau de l'endroit le plus proche du fil correspondant à $x=0$.

On constate que les valeurs de E relevées pour les tensions appliquées de 26 kV sont plus élevées que celles mesurées pour $V_{app}=23$ kV, Figures (III.23-24). De même, les valeurs de E relevées pour $H=40$ mm sont plus élevée que celles mesurées pour $H=50$ mm (figures (III.25), ce qui a été aussi le cas pour courbes de J . En effet, le champ E admet un maximum de 700 kV/m pour $H=40$ mm à $x=0$ et un pic de 520 kV/m pour $H=50$ mm.

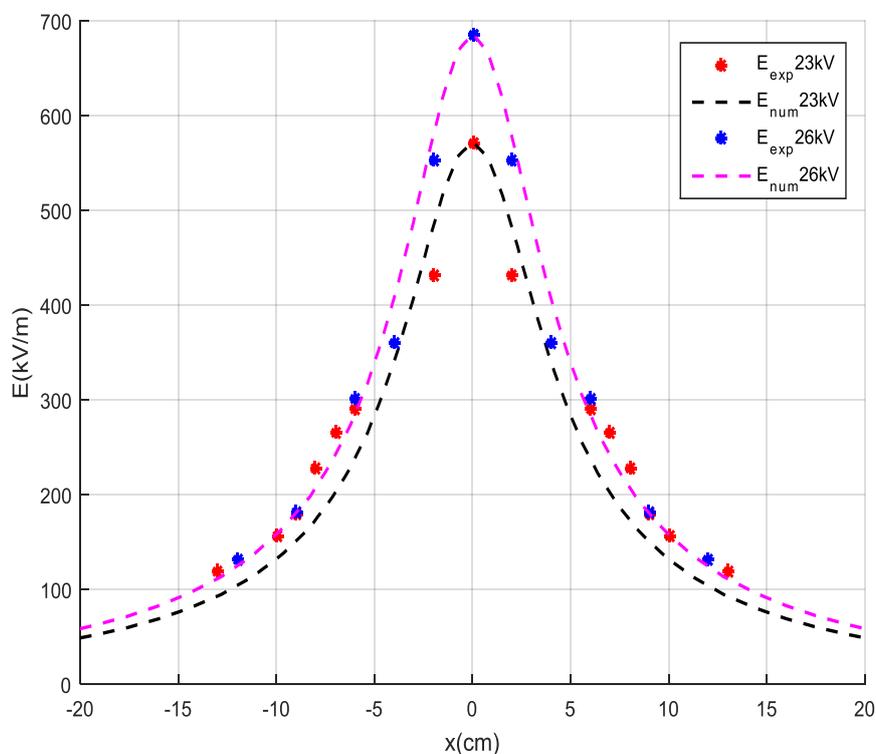


Figure III-23: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=40$ mm

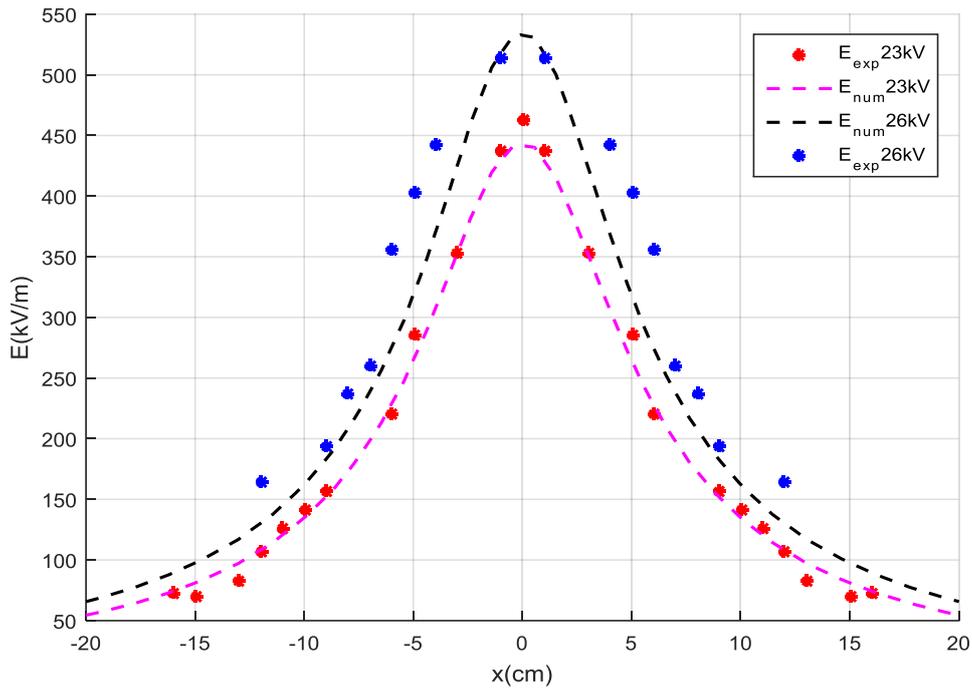


Figure III-24: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=23$ & 26 kV; $H=50$ mm

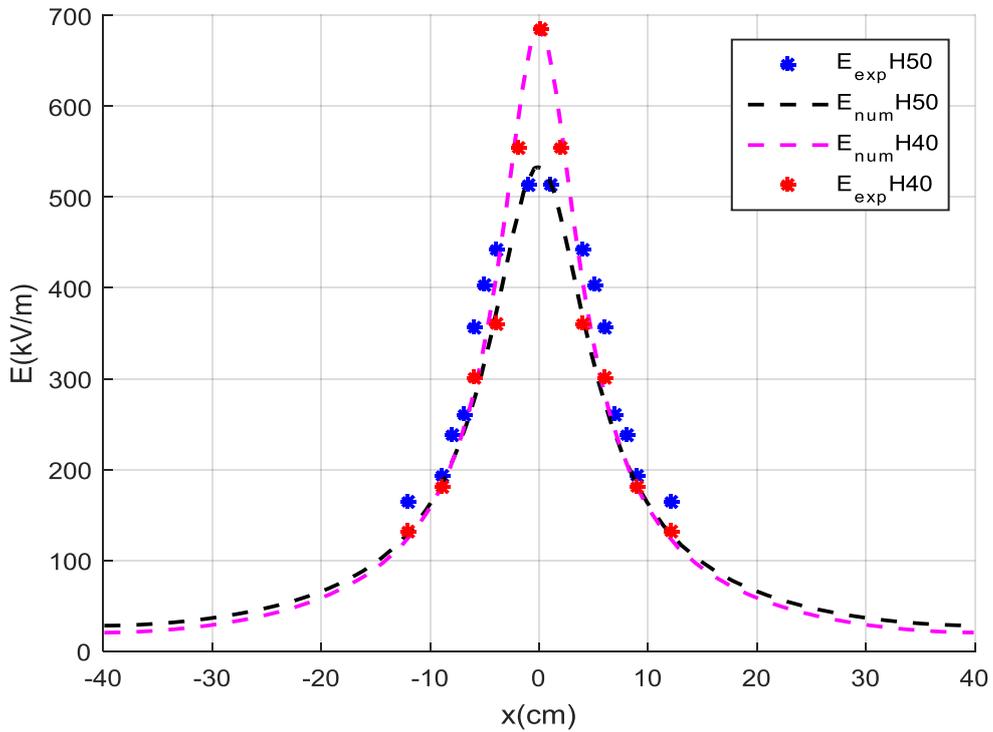


Figure III-25: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Fil-plan : $V_{app}=26$ kV; $H=40/50$ mm

Les figures (III. 26) et (III. 27) exposent la distribution du champ électrique en fonction de la distance $x(\text{cm})$ à $H=40\text{mm}$ pour $V_{\text{app}}=23\text{ kV}$ et 26kV , respectivement. On remarque que les courbes admettent un maximum $E=580\text{kV/m}$ pour $V_{\text{app}}=23\text{ kV}$ et $E=780\text{kV/m}$ pour $V_{\text{app}}=26\text{ kV}$ au niveau de centre de la sonde. D'après ces courbes, on constate que la tension appliquée à une influence sur la distribution du champ ce qui peut justifier la différence entre les deux courbes.

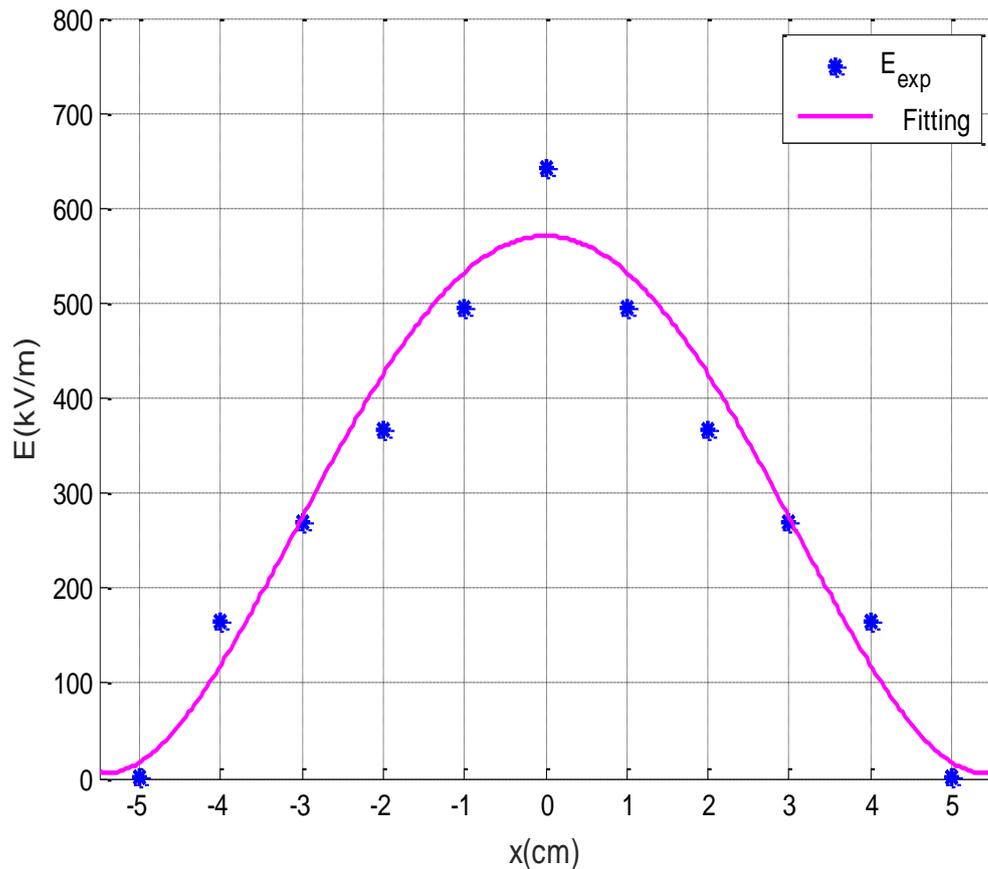


Figure III-26: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Duale Fil-cylindre ($R=0.2\text{mm}$; $D_c=40\text{mm}$; $D=40\text{mm}$; $V_{\text{app}}=23\text{ kV}$; $H=40\text{mm}$)

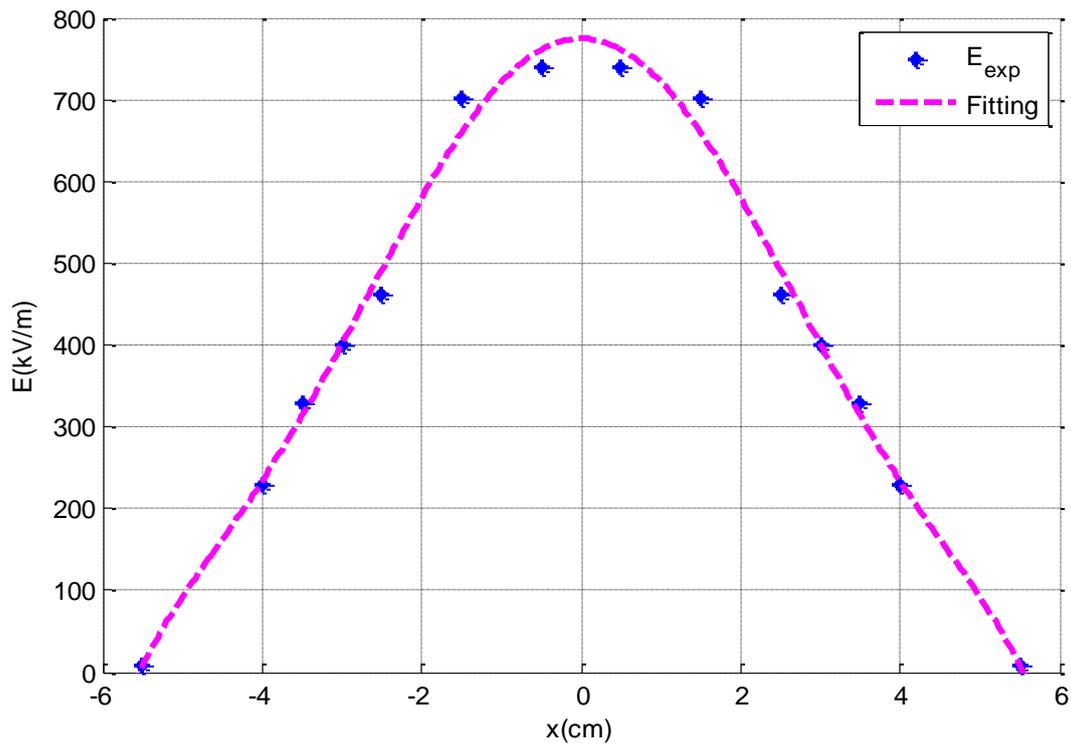


Figure III-27: Distribution du champ sur le plan de mesure en géométrie Duale
($R=0.2\text{mm}$; $D_c=40\text{mm}$; $D=40\text{mm}$; $V_{app}=26\text{ kV}$; $H=40\text{mm}$)

La figure (III.28) nous montre une comparaison entre les distributions de champ en géométries Fil Plan et Duale Fil-Cylindre pour $V_{app}=26\text{kV}$ et $H=40\text{ mm}$. On voit que les courbes sont en forme de cloche et présentent un maximum qui correspond à $E=690\text{ kV/m}$ et $E=600\text{ kV/m}$ pour la géométries Fil Plan et Duale Fil-Cylindre respectivement. Quand on s'éloigne du centre on remarque une progressive diminution en allant vers les extrémités de la géométrie. On remarque aussi que la diminution de la distribution de champ est plus rapide en géométrie Duale Fil-Cylindre elle tend vers 0 à partir de $x=5\text{cm}$ contrairement à la géométrie fil-plan qui peut aller jusqu'à des valeurs plus loin ($x=16\text{cm}$ en expérimental). Cela est dû aussi à l'effet du cylindre qui oriente et concentre les lignes de champ dans la zone sous le fil.

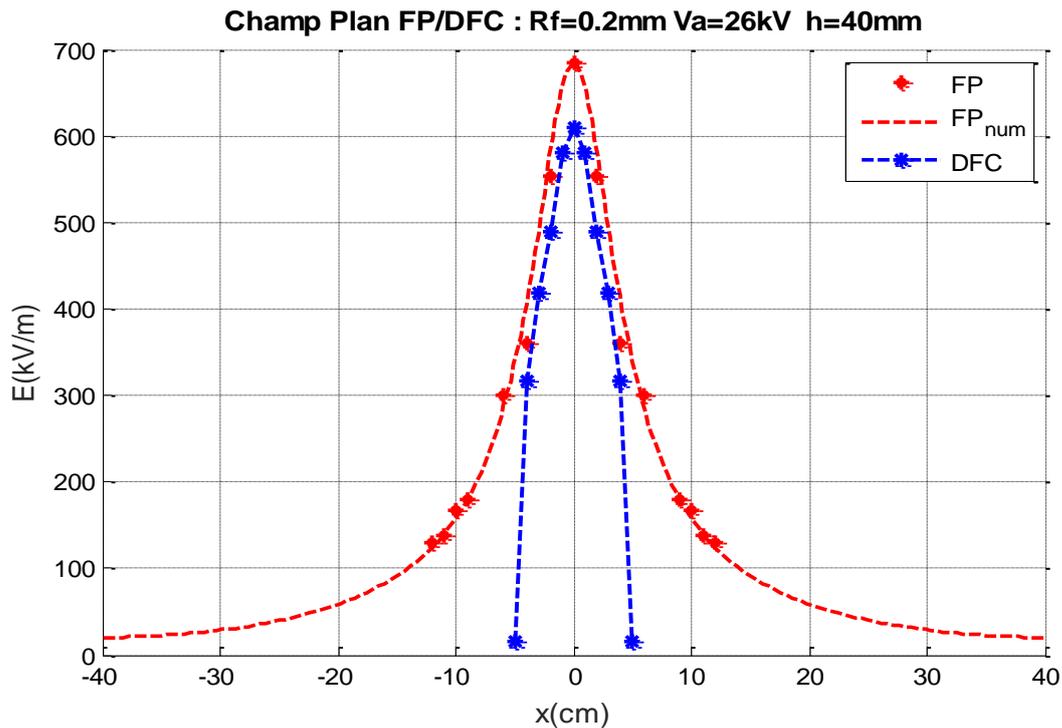


Figure III-28: Distributions de champ en géométries Fil Plan et Duale Fil-Cylindre pour $V_{app}=26kV$ (Fil-Plan : $R=0.2$ mm ; $H=40$ mm)
Duale ($R=0.2mm$; $D_c=40mm$; $D=40mm$; $H=40mm$)

III.5 Conclusion :

L'étude développée dans ce chapitre a mis en évidence les performances de la sonde polarisée de Tassicker de configuration circulaire, dans la mesure du champ électrique. Le prototype de sonde réalisé, incorporé dans un système d'électrodes fil-plan et Duale Fil-Cylindre, montre clairement que les effets de bord sont éliminés. Ceci vérifie la validité du modèle analytique actuel de la sonde polarisée circulaire développé dans le chapitre II. Les divers essais effectués ont permis de donner les distributions des paramètres importants de la décharge couronne à l'aide de la simulation sous Matlab, leurs variations en fonction de la tension appliquée à l'électrode active et en fonction de la distance inter électrodes. L'étude expérimentale a été réalisée avec soin et les mesures sont précises. D'après l'étude expérimentale réalisée, on constate que le champ électrique est proportionnel aux tensions de polarisations appliquées sur l'électrode passive, ce qui est confirmé par les courbes. On conclut aussi que la variation des paramètres de la décharge couronne ne dépend pas uniquement de la tension appliquée V_{app} , mais aussi de la distance inter-électrode et les conditions atmosphériques ainsi que de la géométrie choisie.

Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire nous a permis de faire connaître la décharge couronne sur les deux plans théorique et expérimental. Dans un premier temps, nous avons présenté le principe physique d'apparition de la décharge couronne et nous avons rappelé les théories actuelles sur la généralisation de la loi de Peek. Cette dernière exprime le champ seuil d'apparition de l'effet couronne à la surface de l'électrode active, tenant compte des paramètres physiques de l'air (la pression, la température et l'humidité). Puis nous avons présenté une étude expérimentale de mesure des paramètres électriques de la décharge couronne en polarité positive dans deux configurations d'électrodes ; la géométrie Fil-Plan et la géométrie Duale (Fil-Cylindre). Nous avons commencé par le relevé de la caractéristique courant-tension dans les conditions atmosphériques qui sont bien définies. Cette caractéristique permet de connaître le seuil d'apparition de l'effet couronne pour pouvoir fixer les tensions appliquées lors des essais. L'autre paramètre important de la décharge couronne est le champ électrique, lequel est mesuré à l'aide de la sonde polarisée circulaire, après l'avoir étalonnée et vérifié le principe de son fonctionnement.

Le principe de mesure consiste à relever, pour une tension appliquée à l'électrode active, le courant de la décharge récolté par la sonde en l'absence et en présence d'une tension de polarisation du plan de mesure. Les courants mesurés pour les différentes tensions de polarisation sont alors transcrits dans un fichier Matlab afin de pouvoir calculer le champ électrique et la densité de courant au niveau du plan de mesure.

Les distributions du champ électrique et de la densité de courant sur l'électrode plane présentent toutes un même profil (courbe sous forme de cloche). En effet, les valeurs les plus élevées sont relevées, au centre, sous le conducteur actif de fait que la charge d'espace est concentrée à ce niveau. En s'éloignant du centre ($x=0$) ces valeurs s'atténuent pour s'annuler aux extrémités du plan.

Les valeurs du champ et de la densité de courant sont fortement influencés par la tension appliquée et la hauteur (H) de l'électrode active par rapport au plan de mesure. En effet, le rapprochement du fil actif du plan fait augmenter le courant récolté par la sonde. Par ailleurs, il a été trouvé que la présence du cylindre (géométrie Duale) au-dessus du fil fait concentrer les lignes de champ dans une zone sous le fil moins large que celle en géométrie Fil-plan. De même, les valeurs mesurées en géométrie Duale sont moins élevées que celles mesurées sans la présence du cylindre. Ce dernier joue un effet d'écran et « étouffe » la décharge couronne.

Ce travail, n'étant pas exhaustif, nous souhaitons que d'autres configurations d'électrodes soient étudiées pour pouvoir tirer profit du phénomène de la décharge couronne pour l'utiliser dans d'autres applications utiles.

Références bibliographiques

- [1] : Julien. Jarrige « Étude expérimentale des décharges électriques impulsionnelles. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface ». Thèse de doctorat de l'université de Rouen, février 2008.
- [2]: Myriam. Hamel, B.SC.A. « Influence de la variation de la température ambiante sur les vibrations induites par effet de couronne ». Thèse de doctorat de l'Université du Québec à Chicoutimi, 1991.
- [3] : Carl. Potvin « Comportement et effet de la charge d'espace sur les mécanismes des vibrations induites par effet de couronne ». Mémoire d'ingénieur de l'université de Québec, mars 2000.
- [4] : Alyen. Abahazem « Études expérimentales des décharges couronnes pour la dépollution des gaz ». Thèse de doctorat, l'université de Toulouse III – Paul Sabatier Décembre 2009.
- [5] : Claude. Gary « Effet couronne sur les réseaux électriques aériens ». Techniques de l'ingénieur, D 4.
- [6] : Ibrahima. Ndiaye « Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace ». Mémoire d'ingénieur, université Québec, mai 2003.
- [7] : Lé Vinh HOANG « Comparaison des rendements énergétiques de dégradation de trois composés organiques par plusieurs procédés d'oxydation avancés en milieu aqueux ». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, avril 2009.
- [8] : Stéphan. Eymerie « Etude expérimentale des décharges atmosphériques générées par impulsions nanosecondes : application aux traitements des particules de suie Diesel ». Thèse de doctorat de l'université de Rouen, avril 2003.
- [9] : Brahim. Benamar « La faisabilité de l'électrofiltration d'une atmosphère chargée en poussières de bois : étude expérimentale et numérique ». Thèse de doctorat de l'université, Henri Poincaré, Nancy, le 13 novembre 2008.
- [10] : Flavien. Koliatene « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique ». Thèse de doctorat de l'université de Toulouse III – Paul Sabatier, le 5 janvier 2009.
- [11] : DAILL. Guillaume. FOURNAUD. Benoît « Décharges couronne application et modélisation ». Énergétique industrielle ESIP 2004/2005.
- [12] : M'hand Mkious « Influence du matériau d'électrode sur une décharge couronne ». Thèse de magister UMM, TO 2001.
- [13] : Jérôme JOLIBOIS « Étude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique-Application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile ». Thèse de doctorat de l'université de Poitier, décembre 2008.

- [14] : M. Aguet et M. Lanoz « Traité d'électricité : Haute Tension », vol XXII 2^{ème} édition 2004.
- [15] : Hamoumeche. K « Étude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan ». Thèse de magister, UMMTO, décembre 2009.
- [16] : Alexandre. Labergue « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneur plasma-application au contrôle de décollements d'écoulement ». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, novembre 2005.
- [17] : Bourek. Yacine « Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue ». Thèse de magister, université de Batna, 2005.
- [18] : Zibin. LU « Etude des mécanismes de dégradation de polymères par décharges Électriques de type filamentaire ». Thèse de doctorat de l'université PARIS VI, décembre 1991.
- [20] : Katia. Allégraud « Décharge à Barrière Diélectrique de surface : physique et procédé ». Thèse de doctorat, école polytechnique, 2009.
- [21] : Melle Laure Martin « Dépollution d'effluents chargés en composés organiques volatils cycliques (toluène et bêta-pinène) par décharge couronne à barrière diélectrique. Marquage isotopique et simulation du procédé ». Thèse de doctorat université PARIS VI, 4 juillet 2005.
- [22] : Axel. VINCENT « Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope ». Thèse de doctorat de l'université PARIS VI, Pierre et Marie CURIE, décembre 2002.
- [23] : Nicolas DUBUS « Contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique ». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, novembre 2009.
- [24] : Katia. Allégraud « Décharge à Barrière Diélectrique de surface : physique et procédé ». Thèse de doctorat, école polytechnique, 2009.
- [25] : Ziling.LI « Décharge couronne dans l'hélium liquide et gaz dense sous champ électrique intense : près-claquage, transport de charge, spectroscopie d'émission ». Thèse de doctorat université Joseph Fourier, mars 2008.
- [26] : M. Pascal Ortega « De la décharge de laboratoire à la décharge atmosphérique ». Dossier d'habilitation à diriger des recherches. Université de la Polynésie française, aout 2007.
- [27] : Rafael Diez Medina « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement ». Thèse de doctorat de l'université Toulouse, octobre 2008.
- [28] : Mouatsi. Abdelmalek « Etude de l'effet de l'humidité sur les propriétés électriques de la surface d'un polymère ». Thèse de magister de l'université Mentouri de Constantine.

[29] M. Lalmas, K. Hadidi, H. Champain ET A. Goldman «Corona discharges long-term behavior and delayed spark breakdown in SF₆ under DC voltages».4th Int. Symp. On High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, pp 189-193, Bratislava 1993.

[30] : Hakim. Yala « Calcul numérique du champ électrique en géométries fil-cylindre et fil-plan lors de la décharge couronne positive dans l'air ». Thèse de magister, université, A. Mira de Bejaia 2001.

[31]: E. Nasser and M. Heiszler: Mathematical-physical model of the streamer in nonuniform fields. Journal of Applied Physics 45, 3396, 1974.

[32]: J. Koller, V. Kriha, J. Pichal, L. Aubrecht «Corona discharge light emission et electric field intensity comparison». Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 54, 2004.

[33]: Junhong. Chen ET Jane H. Davidson «Model of the Negative DC Corona Plasma: Comparison to the Positive DC Corona Plasma». Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 23, No. 1, Mars 2003.

[34] : YA LL B.SC. A « Contribution à l'étude de l'influence des décharges de couronne sur la perte de volume d'une aspérité de glace portée à un potentiel élevé ». Thèse pour l'obtention du grade de maitrise en ressources et systèmes. Université de Québec à Chicoutimi. Avril 1993.

[35] : Issouf. FOFANA « Modélisation de la décharge positive dans les grandes intervalles d'air ». Thèse de doctorat, L'école centrale de Lyon novembre 1996.

[36] : Paul-Quentin ELIAS (DAFE) « Interaction plasma-écoulement en régime supersonique : stabilisation d'une instationnarité de choc par une décharge de faible puissance ». 5èmes Journées des Doctorants MFE/IDF-Nord de l'ONRA, Châtillon janvier 2007.

[37] : C. Gray « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions », Édition, Eyrolles, Paris1986.