

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Abderrahmane Mira –Bejaia-

Département électrotechnique

Mémoire de fin d'étude

Présenté par :

BACHA Mohand Arezki

En vue d'obtention du diplôme de Master en Génie Electrique

Option: Techniques de haute tension.

Intitulé :

**ETUDE DE LA DECHARGE COURONNE EN GEOMETRIE
FIL - PLAN**

Composition des membres du jury :

Mlle. N. ROUHA	MCB	U. A. M. Bejaia	Présidente
Mme. A. BENDAHMANE	MAA	U. A. M. Bejaia	examinatrice
M. A. KASDI	MCB	U. A. M. Bejaia	Promoteur

REMERCIEMENTS

En guise de reconnaissance, je tiens à témoigner mes sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement et à l'élaboration de ce modeste travail.

Mes sincères gratitudes à M. Ahmed KASDI, pour la qualité de son enseignement, sa disponibilité, ses conseils et son intérêt incontestable qu'il a porté à tous mes efforts.

Je tiens à remercier l'ensemble du corps professoral et du personnel du Laboratoire de l'université de Béjaïa pour leur patience, leurs conseils pleins de sens et pour le suivi et l'intérêt qu'ils ont portés à mes travaux.

Je tiens aussi à présenter mes remerciements les plus intenses à mes proches :

Ma mère, dont le dévouement pour moi est sans limite ;

Mon père qui ; sans lui ; ce parcours ne m'aurait jamais été réel.

Mes frères Barav et hafidh ainsi que ma petite sœur Amel pour leurs soutiens moraux ;

A Sara et sa famille d'avoir cru en moi ;

Aux membres du "AAI" ;

Mes camarades de la promotion de Techniques de la Haute Tension ;

A mes amis (es).

Il m'est impossible de leur exprimer avec envergure toute ma reconnaissance en quelques lignes, mais je tiens tout de même à les remercier chaleureusement et leur assurer toute ma gratitude. Leurs encouragements et leurs soutiens resteront à jamais dans ma mémoire.

A la mémoire de ma chère grand-mère, YAYA DOUDA

Table des matières

Table des matières

RESUME	3
NOMENCLATURE	4
INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE I : “ ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE COURONNE”	
I.1 INTRODUCTION	7
I.2 GENERALITES SUR LA DECHARGE COURONNE	7
I.2.1 Description de la décharge couronne.....	7
I.2.2 Domaine d'existence de la décharge couronne.....	7
I.2.3 Condition d'apparition.....	8
I.2.4 Processus de formation de la décharge couronne.....	9
I.2.4.1 Amorçage de la décharge.....	9
I.2.4.2 Multiplication et avalanche.....	9
I.2.4.3 Phase de la recombinaison et maintien de la décharge.....	10
I.2.5 Types de décharge couronne.....	10
I.2.5.1 Décharge couronne positive.....	11
I.2.5.2 Décharge couronne négative.....	12
I.2.6 Caractéristique courant/tension de la décharge couronne.....	13
I.3 DECHARGE DE TOWNSEND	13
I.3.1 Phénoménologie de la décharge.....	13
I.3.2 Critère de claquage de Townsend.....	16
I.4 LOI DE PASCHEN	17
I.4.1 description de la loi de Paschen.....	17
I.4.2 La courbe de Paschen.....	17
I.4.3 Courbe de Paschen Pour l'air à la pression atmosphérique.....	18
I.5 MECANISME DES STREAMERS	19
I.6 CHAMP SEUIL DE LA DECHARGE COURONNE	21
I.7 CONCLUSION	22
CHAPITRE 2 : “ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE COURONNE”	
II.1 INTRODUCTION	23
II.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	23
II.2.1 Système d'électrodes.....	26
II.2.2 Source de haute tension.....	27
II.3 SYSTEMES DE MESURE	30
II.3.1 Mesure des tensions.....	30
II.3.1.1 Tension appliquée aux électrodes actives.....	30
II.3.1.2 Tension de polarisation V_b	30
II.3.2 Mesure du courant.....	31
II.3.3 Mesure des paramètres de l'air.....	31
II.3.4 Mesure du champ électrique.....	31
II.4 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION PRELEVEE	34

Table des matières

<i>II.5 DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA DECHARGE COURONNE</i>	35
<i>II.5.1 Détermination du champ électrique E</i>	35
<i>II.5.2 Détermination de la densité de courant J</i>	36
<i>II.5.3 Densité de la charge d'espace ρ</i>	37
<i>II.6 CONCLUSION</i>	38

CHAPITRE 3 : “ETUDE NUMERIQUE ET SIMULATION DE LA DECHARGE COURONNE”

<i>III.1 INTRODUCTION</i>	39
<i>III.2 EQUATIONS QUI GOUVERNENT LA DECHARGE COURONNE</i>	40
<i>III.3 HYPOTHESES ET APPROXIMATIONS</i>	40
<i>III.3.1 Approximation de Deutsch</i>	40
<i>III.3.2 Approximation de Kaptzov</i>	41
<i>III.3.3 La mobilité ionique</i>	41
<i>III.3.4 Approximation de Popkov</i>	42
<i>III.4 TRAVAUX ANTERIEURS</i>	42
<i>III.5 METHODES NUMRIQUES DE RESOLUTIONS</i>	48
<i>III.5.1 La méthode des éléments finis</i>	49
<i>III.5.1.1 Discrétisation du domaine</i>	49
<i>III.5.1.2 Fonctions d'interpolations</i>	51
<i>III.6 SIMULATION ET RESOLUTION DES EQUATIONS DE LA DECHARGE COURONNE</i>	52
<i>III.6.1 Formulation mathématique du problème</i>	52
<i>III.6.2 Domaine d'étude</i>	53
<i>III.6.3 Hypothèses adoptées</i>	54
<i>III.6.4 Condition aux limites</i>	55
<i>III.6.5 Procédure de résolution</i>	55
<i>III.6.6 programme de résolution sous Comsol</i>	57
<i>III.7 PRESENTATION DES RESULTATS ET INTERPRETATIONS</i>	60
<i>III.8 CONCLUSION</i>	73
CONCLUSION GENERALE	74
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	76

Cette étude est une petite contribution à l'approfondissement des connaissances sur la décharge couronne qui présente en pratique une très grande importance. Ces inconvénients sont d'un point de vue économique ou sécuritaire d'une urgence imminente. Mais dans une autre approche, elle étale une multitude de bénéfices et d'applications dont le monde ne cesse d'y rêver.

Le but été de créer un programme calculateur des paramètres de cette décharge. Ce programme a été réalisé sous environnement Comsol Multy-physics 4.2. Une méthode numérique itérative y est intégrée pour résoudre les équations gouvernant le problème couplé charge d'espace-champ électrique caractérisant la décharge couronne. La technique consiste à employer la méthode des éléments finis (F.E.M.) pour résoudre le système mathématique constitué de l'équation de Poisson et de celle de la continuité du courant. En outre, le modèle évite de recourir à l'hypothèse simpliste de Deutsch. Par contre, l'hypothèse de Kaptzov été prise en considération et a été mise comme condition d'arrêt de la procédure itérative.

Afin d'étudier la crédibilité du programme, un modèle de laboratoire a été construit. La sonde polarisée circulaire (Sonde de Tassicker) a été adaptée sur le milieu d'un plan pour récolter les courants induits par la décharge couronne. Les fonctions de la sonde ont été vérifiées antérieurement. Les distributions du champ électrique et de la densité de courant sur le plan sont relevées. Les valeurs mesurées sont maximales aux pieds des conducteurs et diminuent en s'éloignant d'eux. Enfin, la comparaison de ces résultats avec ceux obtenus par la simulation montre une bonne concordance.

Mots clés: Décharge couronne. Méthode des éléments finis.

Nomenclature

Index des symboles utilisés dans le manuscrit

Symboles	Définitions
α	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.
Δr	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_m	Densité de charge sur le conducteur.
Φ, φ	Distribution du potentiel dans l'espace considéré.
ϕ_m	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.
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.
I_0	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.
N_0	Nombre d'électrons primaires issus de la cathode.
N_d	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.
$N_j^e(x, y)$	Fonctions d'interpolations.
P	Pression du gaz inter-électrodes.
R, r	Rayon de l'électrode active.
R_μ	Résistance interne du Voltmètre de crête.
R_0	Résistance basse tension du diviseur de tension.
R_a	Résistance d'amortissement du courant.
R_c	Rayon de la zone d'ionisation.
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.
x_j^e, y_j^e	Valeurs des coordonnées du $j^{ème}$ nœud dans le $e^{ème}$ élément.

INTRODUCTION GENERALE

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 en fait partie de ces phénomènes, à savoir la "*décharge couronne*". Le domaine des décharges partielles 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 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 vante cette décharge et avancent qu'elle est primordiale dans l'acheminement de l'évolution de plusieurs technologies du futur. Mais on ne respectant pas ses propriétés, ce phénomène peut présenter certaines nocivités et parfois même quelques dangers 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 matériels électriques d'origine organiques. Donc, sa maîtrise et son total contrôle 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 la gouvernent. Ce qui invoque l'intérêt de plusieurs études paramétriques et métrologiques très approfondies dont figure cette présente étude.

Le but de ce projet est d'effectuer une étude théorique et expérimentale sur la décharge couronne en géométrie fil-plan dans l'air à la pression et température atmosphériques, pour déterminer ces paramètres électriques (Champ électrique, tension, densité de courant, charge d'espace).

Ce travail 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. En deuxième partie, une étude expérimentale a été réalisée au laboratoire de haute

Introduction générale

tension de l'université de Béjaia en vue de vérifier et de comparer les résultats de simulation. Par la suite, une mise en équations et formulations mathématiques ont été réalisées afin d'attribuer les modèles mathématiques nécessaires à cette décharge. Et en fin, une partie a été consacrée à la simulation de la décharge couronne monopolaire en configuration fil-plan sous l'environnement COMSOL Multi-physiques 4.2. Ce programme, qui utilise la méthode des éléments finis, nous a permis de résoudre les équations du champ et de la distribution de la charge d'espace. A la fin, nous présentons et discutons les différents résultats en faisant une comparaison avec les résultats expérimentaux.

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 extérieurs permanents, 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 elle, La décharge couronne.

I.2 GENERALITES SUR LA DECHARGE COURONNE

I.2.1 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 qui se développe dans un intervalle gazeux séparant deux électrodes asymétriques soumises à un champ électrique hétérogène à des pressions de quelques torrs à quelques atmosphères. La décharge couronne 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.2.2 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).

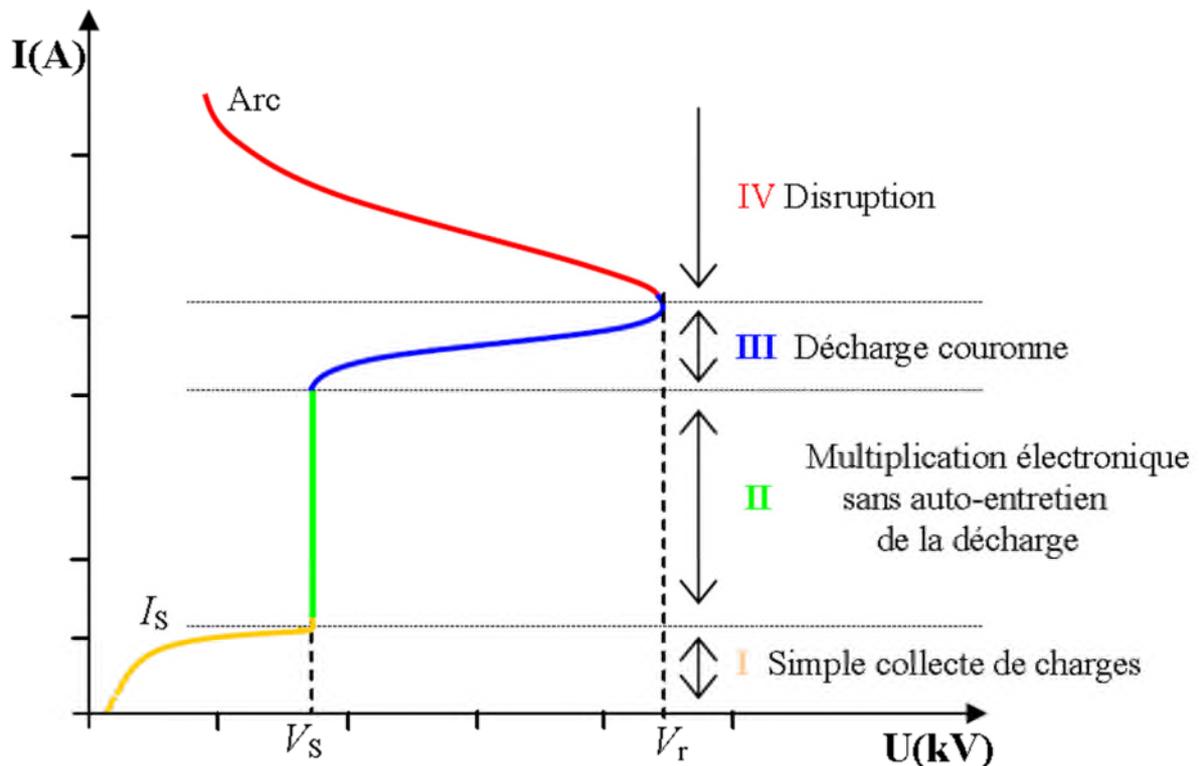


Figure (I.1): Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air (Configuration pointe-plan, $R=0,5$ mm, distance pointe-plan : 80 mm) [5].

I.2.3 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.2.4 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.2.4.1 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,

Fig.(I.2):

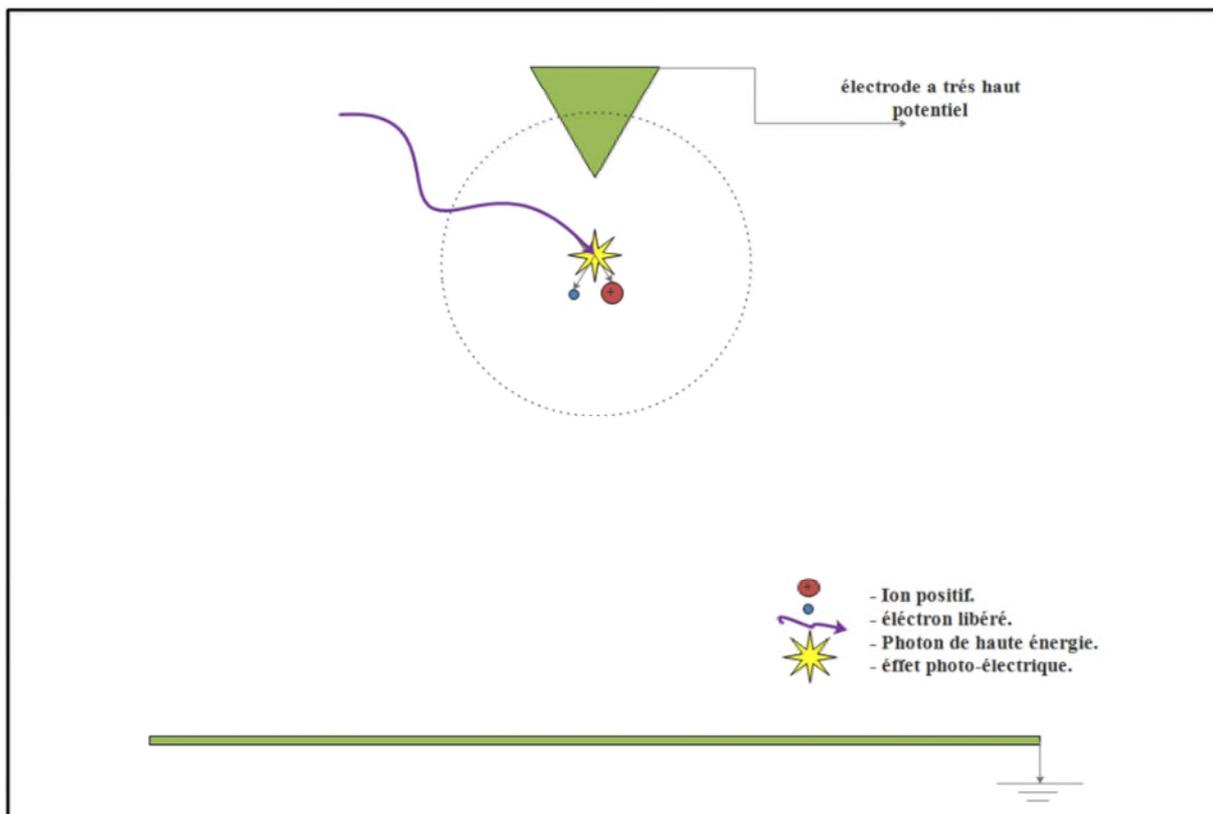


Figure (I.2): Amorce de la décharge.

I.2.4.2 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. Fig. (I.3).

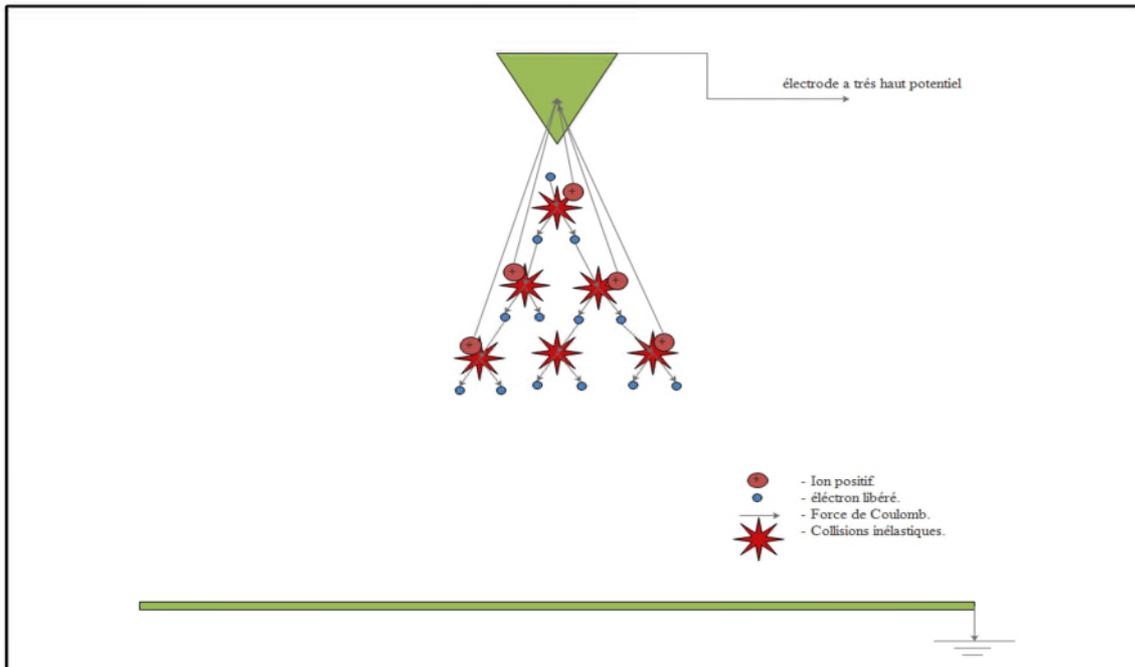


Figure (I.3): Avalanche électronique.

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.2.4.3 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.2.5 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 : « monopolaire 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.2.5.1 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. On 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.

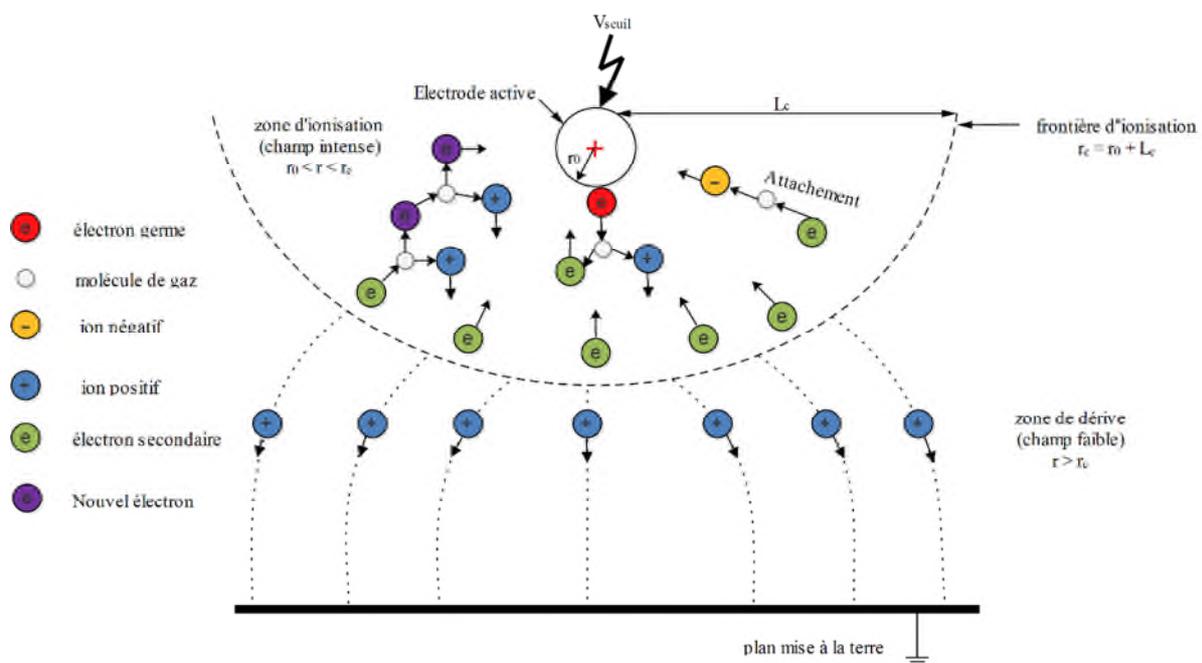


Figure (I.4): Schéma représentatif de la décharge couronne continue positive en géométrie fil-plan.

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 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.2.5.2 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.

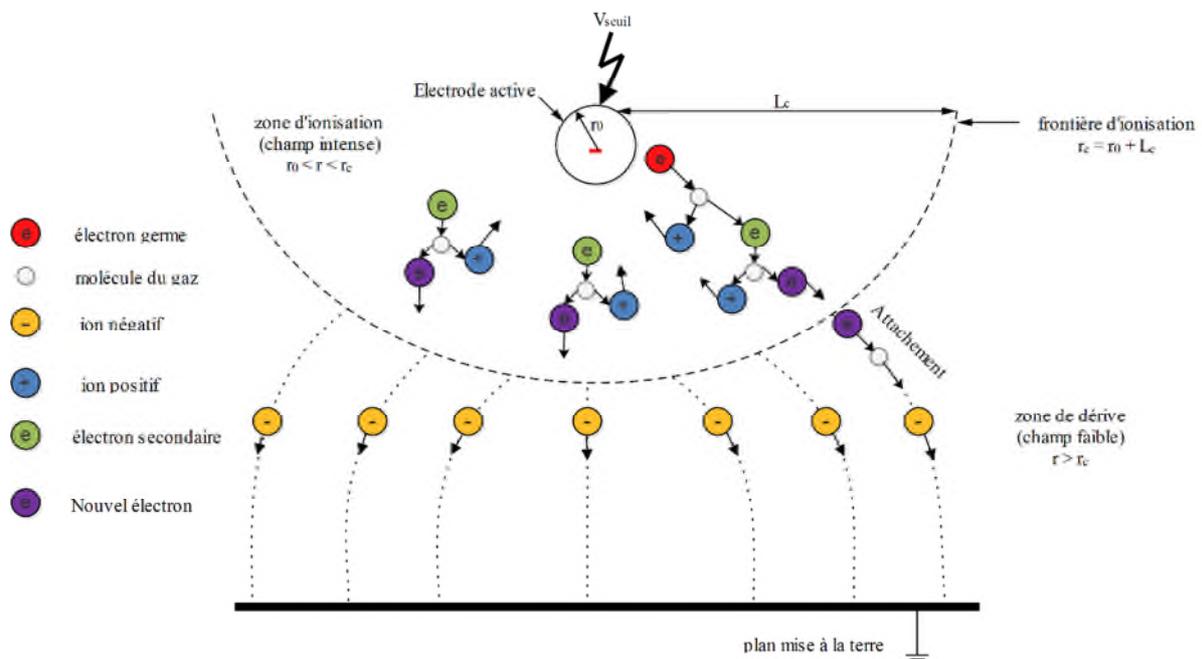


Figure (I.5) – Schéma représentatif de la décharge couronne continue négative en géométrie fil-plan.

I.2.6 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:

$$I = K \cdot V \cdot (V - V_s) \quad (I-1)$$

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 :

$$I = \frac{3.12 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \mu}{d^2 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot d}{R}\right)} V \cdot (V - V_s) \quad (I-2)$$

I.3 DECHARGE DE TOWNSEND

I.3.1 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]. Fig. (I. 6).

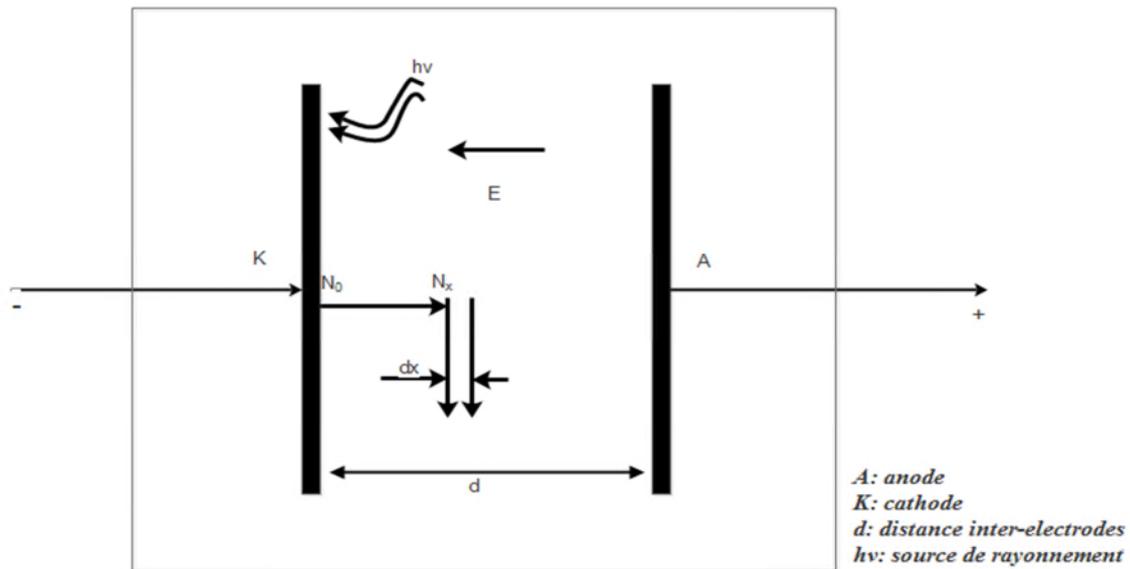


Figure (I.6): Décharge de Townsend à courant continu.

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 :

$$dN_x = N \cdot \alpha \cdot dx \quad (I.3)$$

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 :

$$N_x = N_0 e^{\alpha d} \quad (I.4)$$

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 :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.5})$$

Si dans un dispositif tel que celui de la **figure (I.6)**, 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.5), **Fig. (I.7)**.

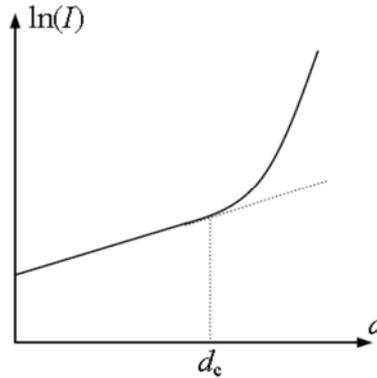


Figure I.7 : Courant de décharge en fonction de la distance inter-électrodes

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 :

$$N_d = \frac{N_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.6})$$

D'où le courant collecté à l'anode :

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.7})$$

I.3.2 Critère de claquage de Townsend

Dans l'équation précédente (I.5), 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.7) 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 :

$$1 - \gamma \cdot (e^{\alpha d_c} - 1) = 0 \quad (\text{I.8})$$

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

$$e^{\alpha d_c} = 1/\gamma \quad (\text{I.9})$$

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 $e^{\alpha \cdot d_c} - 1$ ions qui produisent à leur tour, par bombardement, $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d_c} - 1)$ 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] :

$$\alpha = \alpha - \eta \quad (\text{I.10})$$

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

$$\left(e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1 \right) = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{I.11})$$

I.4 LOI DE PASCHEN

I.4.1 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 :

$$Ud = K \cdot \frac{(p \cdot d)}{\ln(A \cdot (p \cdot d)) - C} \quad (\text{I.12})$$

Avec :

$$K = B \cdot \eta \text{ et } C = \ln \left[\ln \left(\frac{1}{\gamma} \right) + 1 \right] \quad (\text{I.13})$$

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

I.4.2 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)** :

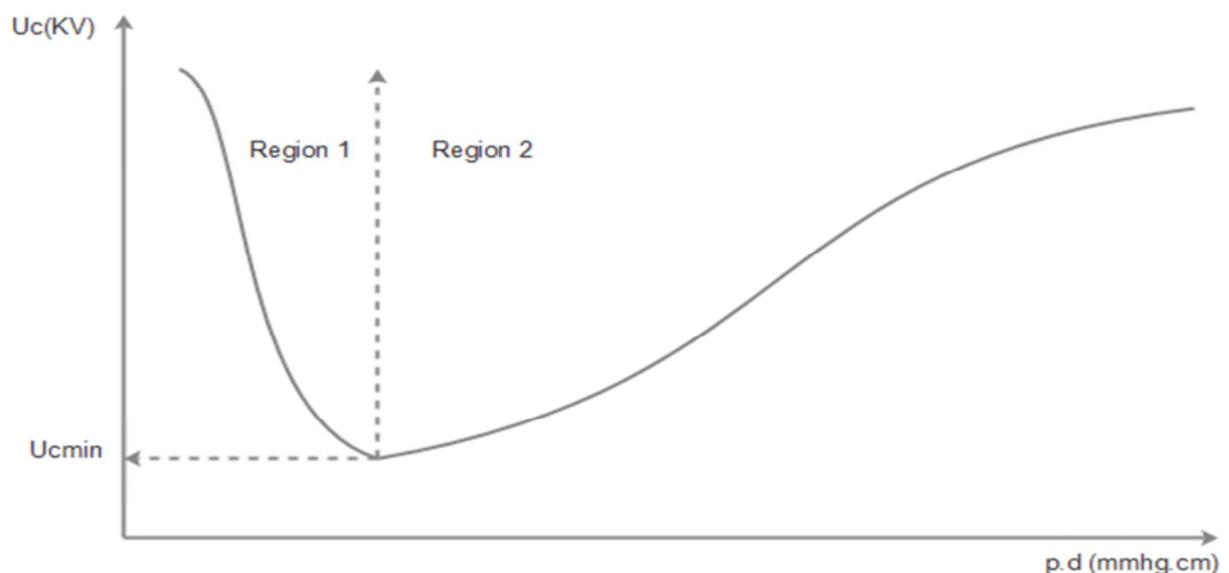


Figure (I.8): Courbe de PASCHEN.

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.

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.

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.

I.4.3 Courbe de Paschen Pour l'air à la pression atmosphérique

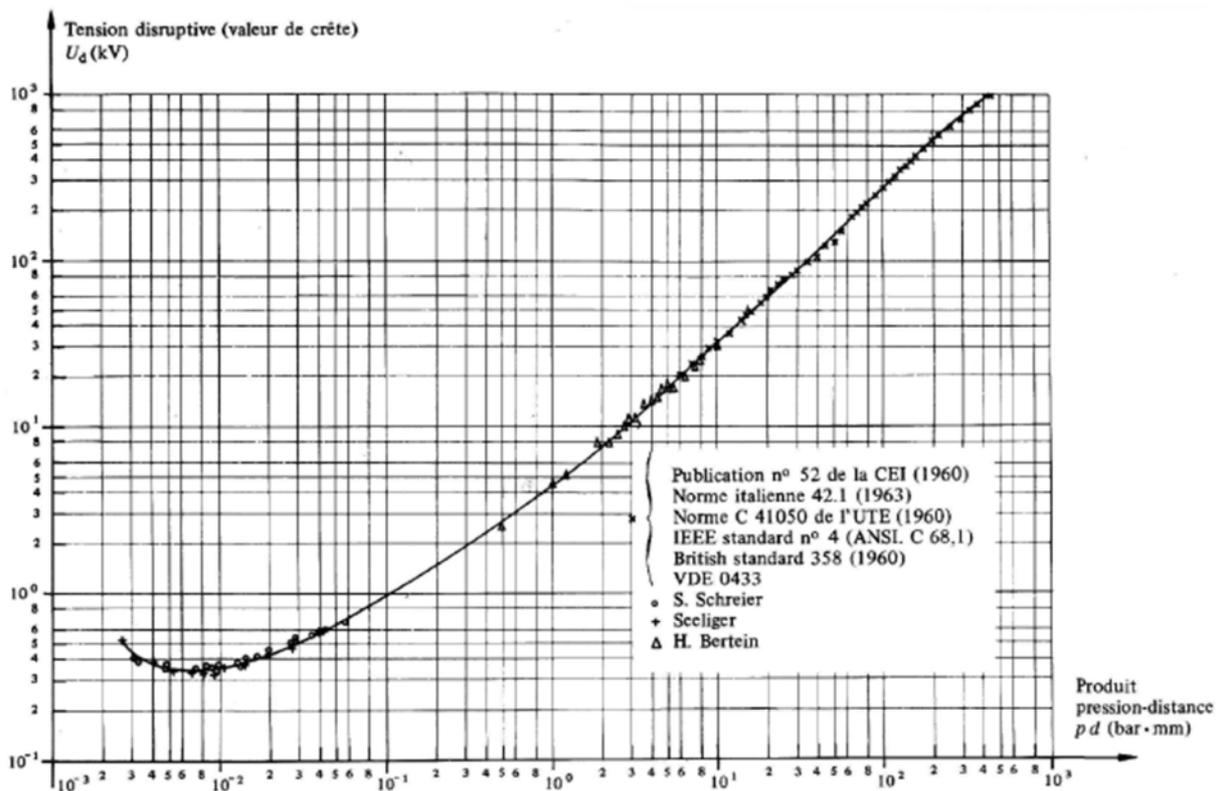


Figure (I.9): Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques, Température 20°C.

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 ($d \geq 1 \text{ mm}$), la tension de claquage est une fonction croissante de la distance inter électrode [16]. Si $pd < pd_{\text{min}}$, 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 ($pd > pd_{\text{min}}$), 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 $pd=1013,25 \text{ Pa.m}$, 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 $pd < 200 \text{ Torr.cm}$ [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.5 MECANISME 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].

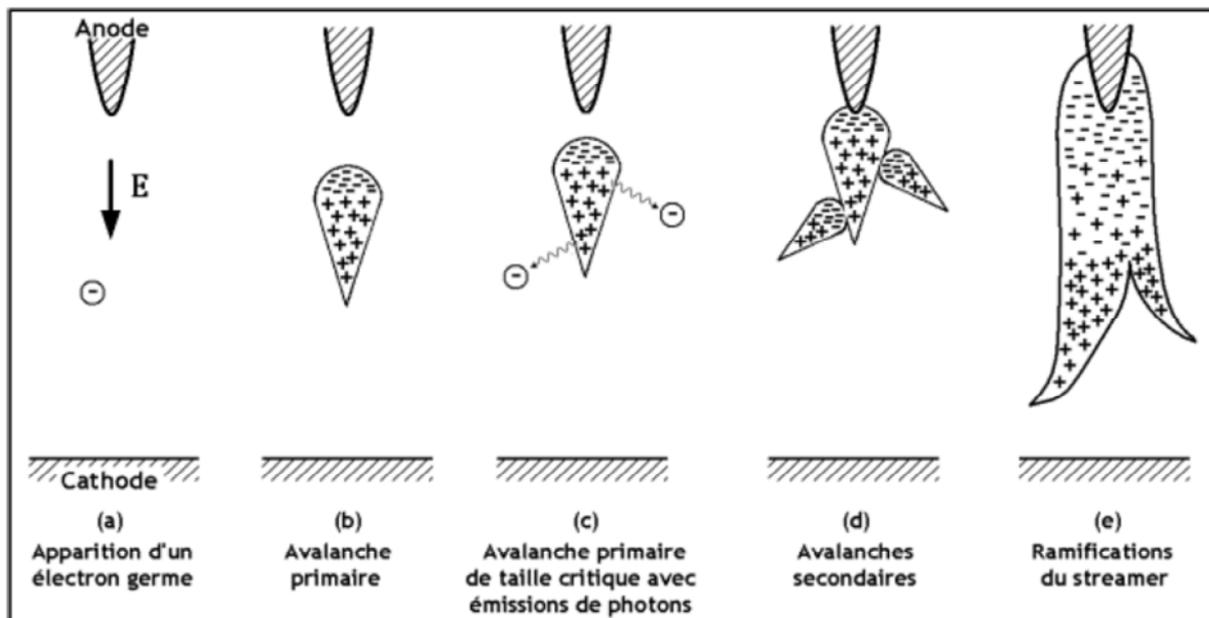


Figure (I.10): Descriptif d'un Streamer positif en géométrie pointe-plan.

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:

$$E_p = KE_0 \quad (\text{I.14})$$

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 108 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.6 CHAMP SEUIL DE LA DECHARGE 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 observa 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] :

$$E_{cr} = 31. m. \delta. \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta.R_0}}\right) \quad (I.15)$$

Avec

$$\delta = \frac{p}{760} \frac{298}{273+T} \quad (I.16)$$

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 :

$$E_{cr} = F. \left(1 + \frac{G}{R^B}\right) \quad (I.17)$$

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.7 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 de ce phénomène 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.

II. ETUDE EXPERIMENTALE

II.1 INTRODUCTION

Nous allons présenter dans cette partie une étude expérimentale sur la mesure du champ électrique lors de la décharge couronne monopolaire en géométrie fils-plan. Cette étude a été menée au laboratoire de haute tension de l'université de Béjaia où, sous l'égide de Mr. KASDI, nous avons réalisé le dispositif Fil-plan. Ce dernier a été bien étalonné avant de le mettre en œuvre.

Nous avons commencé par relever la caractéristique courant-tension à l'aide d'un voltmètre et d'un micro-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 au conducteur actif. Pour effectuer des mesures sur d'autres points du plan, il suffit de déplacer les électrodes actives par rapport 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 la charge d'espace ρ .

II.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'ensemble du dispositif expérimental pour la géométrie fil-plan réalisé est représenté sur la **figure (II.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 $h=5\text{cm}$ par des supports isolants 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 décharge, un pico-ampèremètre (13) est connecté à la sonde circulaire de mesure (A). Le plan de polarisation(4) est relié à une alimentation continue basse tension(18) aux bornes de laquelle est connecté un voltmètre (19) pour mesurer la tension de polarisation V_b appliquée.

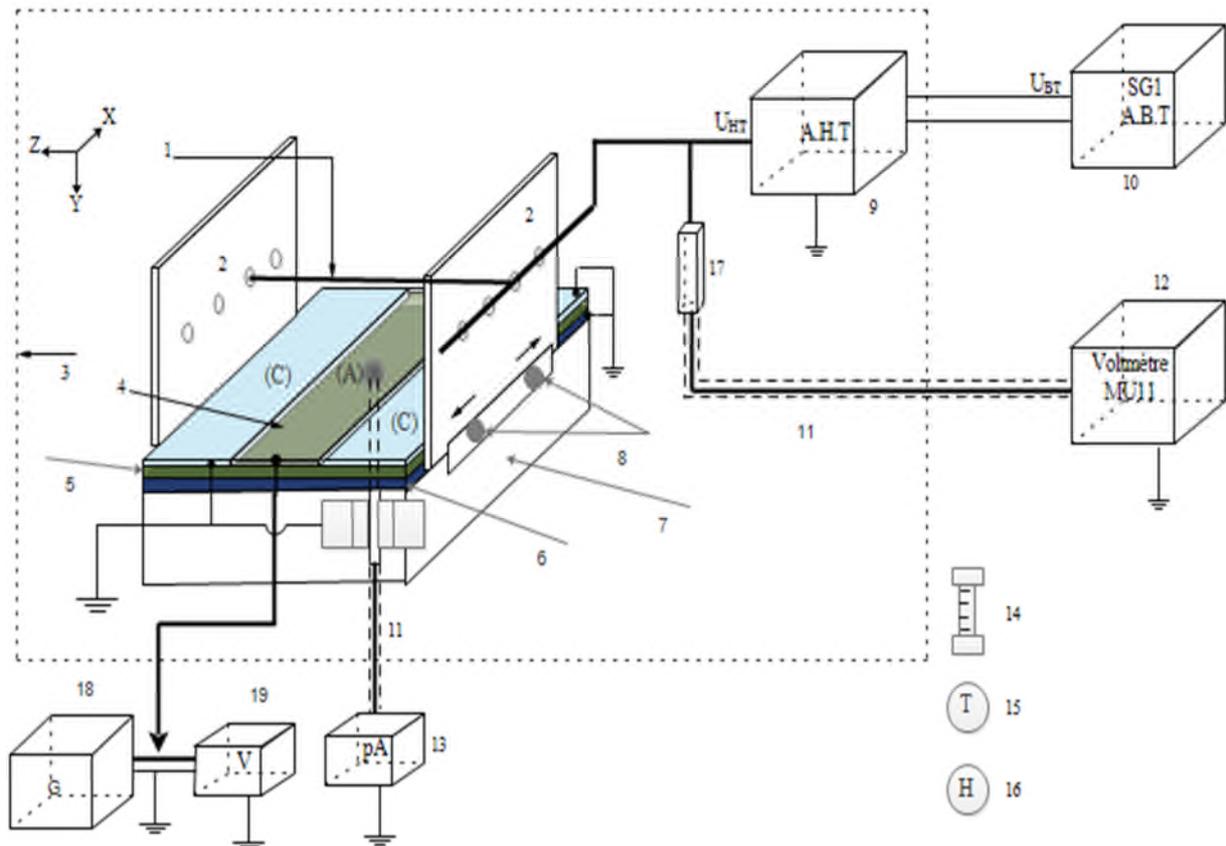


Figure (II.1) : Constitution du dispositif expérimental.

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

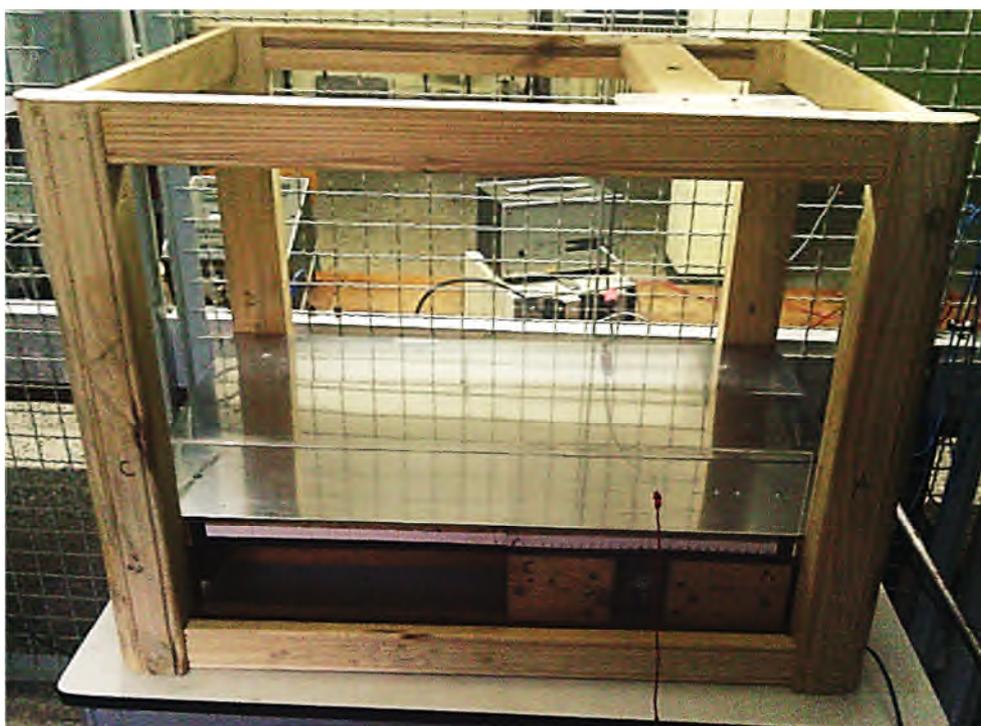


Figure (II.2) : Vue de face du dispositif

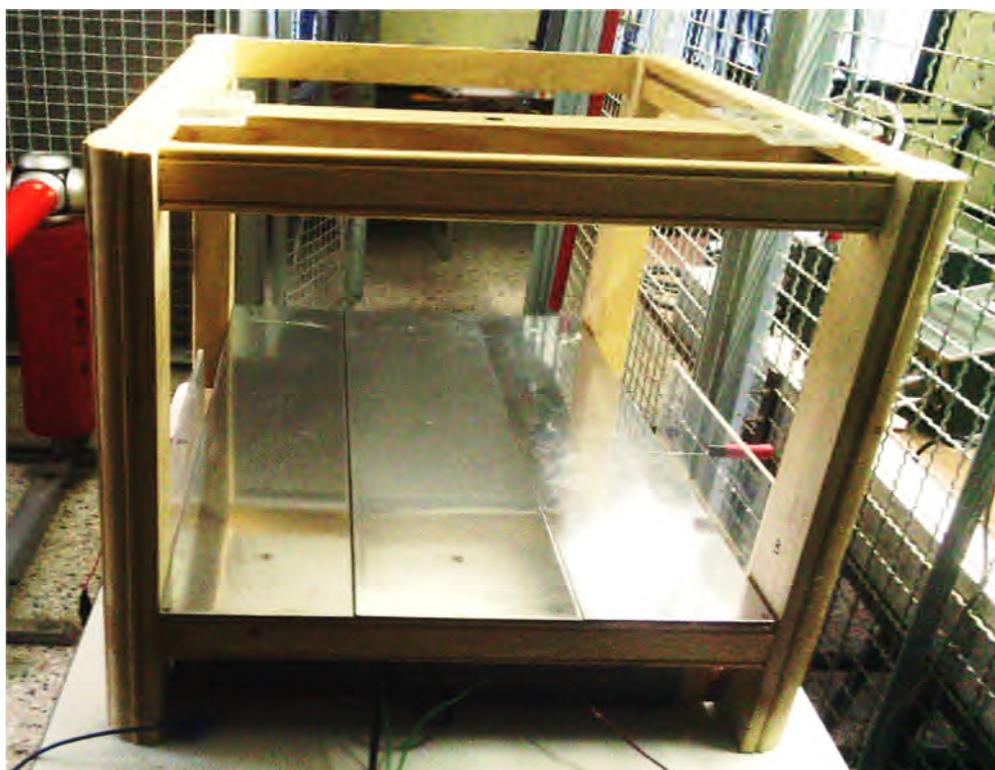


Figure (II.3) : Vue de profil du dispositif

II.2.1 Système d'électrodes :

Le système d'électrodes utilisé dans notre étude est celui de la géométrie fil-plan décrit précédemment. Il est composé de deux électrodes principales. L'une constitue le fil qui est l'électrode active (1) à faible rayon de courbure et l'autre est plane qui représente le plan de polarisation ou de mesure (4). Et d'un ensemble de surfaces côtières qui représentent les plans de garde (C) qui sont mis à la terre **figure (II.4)**. L'électrode active est tendue parallèlement par deux supports en plexiglas (2) à une hauteur h du plan de mesure. L'une des électrodes (fil) est portée au potentiel V_a et l'autre à V_b . Les plans de mesure (C) entourent la plaque de polarisation (4) 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 déplacement des électrodes actives fixées sur des supports coulissants.

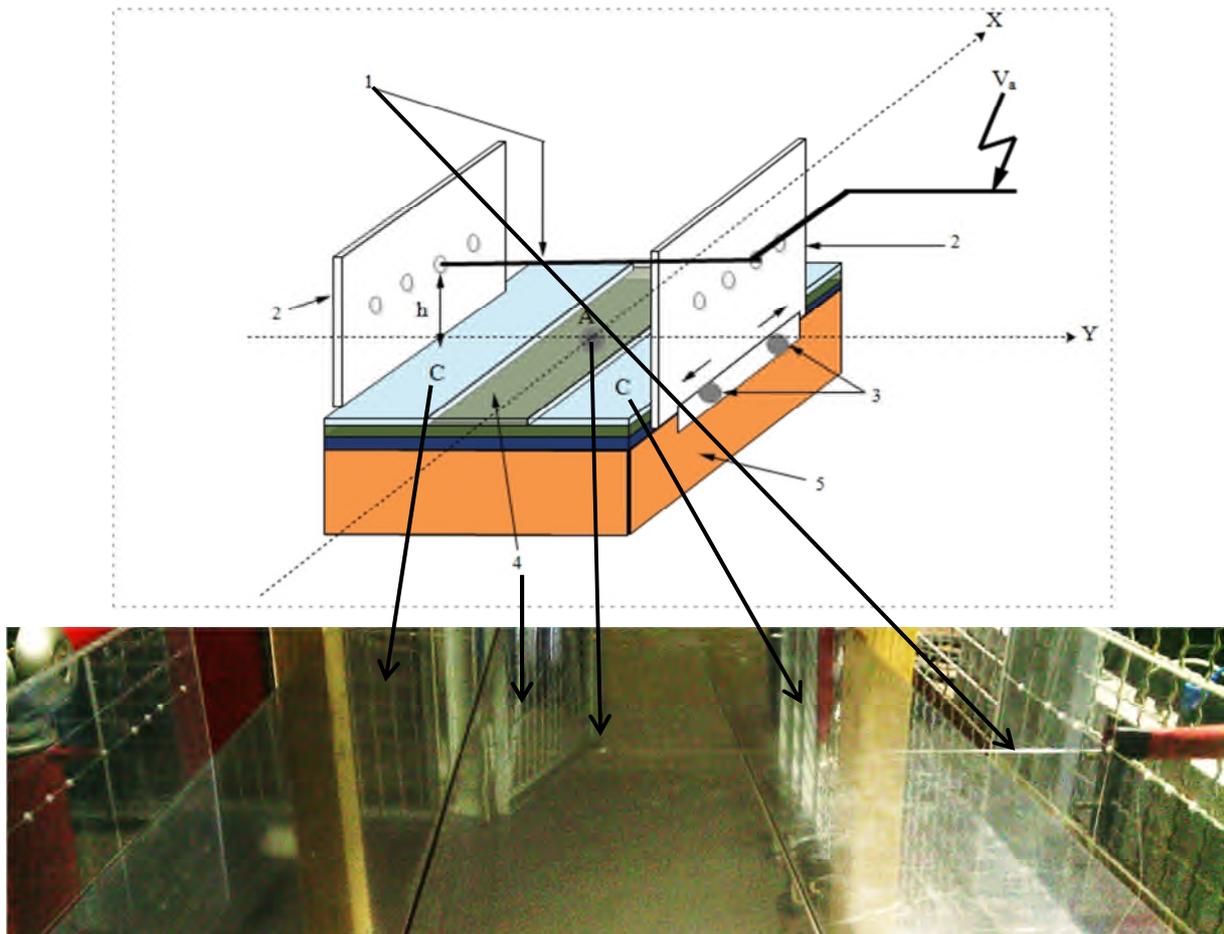


Figure (II.4) : système d'électrodes.

- 1- Electrode active (fil).
 - 2- Support en plexiglass.
 - 3- Système coulissant.
 - 4- Plan mis à la terre.
 - 5- Support en bois.
- A- Sonde circulaire.
C- Plans de gardes.

II.2.2 Source de haute tension

Afin de mesurer les paramètres de la décharge couronne en configuration fil-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 haute tension de l'université de Béjaia, qui délivre des tensions variant de 0 à ± 140 kV, continue où alternative, de polarité positive ou négative, **figure (II.5)**. 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.

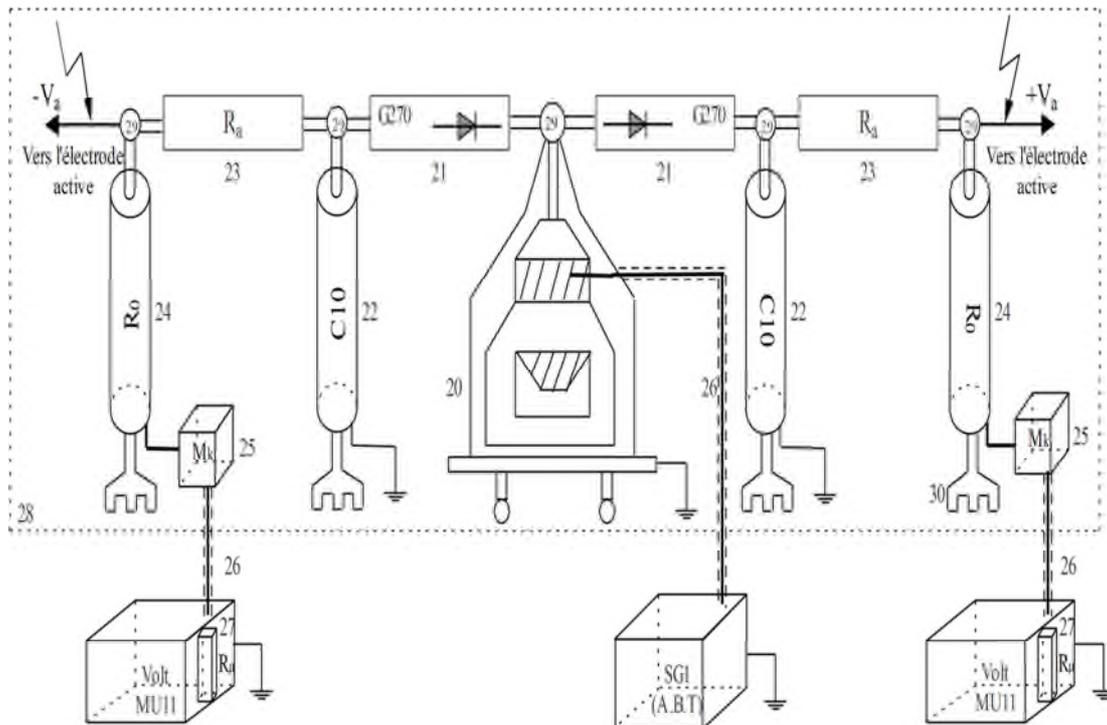


Figure (II.5) : Schéma en bloc de la source de haute tension utilisée [5].

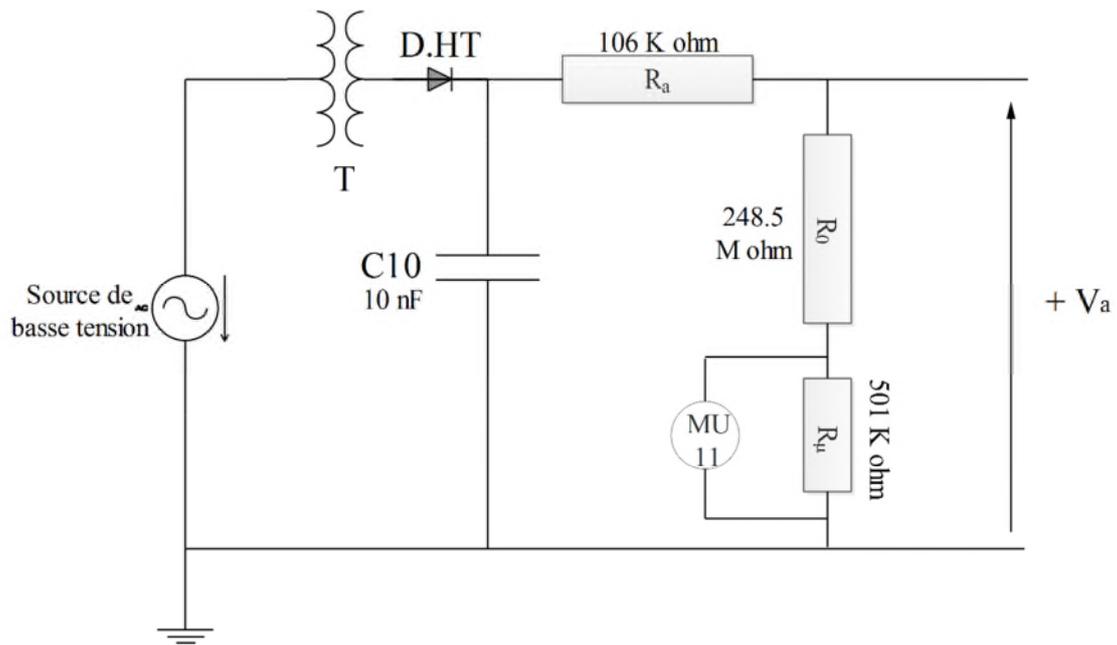


Figure (II.6) : Schéma électrique de la source de haute tension utilisée (uniquement pour la tension positive).



Figure (II.7) : Equipements de l'installation haute tension utilisée.



Figure (II.8) : Installation haute tension utilisée du laboratoire de Bejaia.

SG1 : Générateur de basse tension.

MU11 : Voltmètre de crête.

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).

28 : Grille de protection (Cage de Faraday).

L'enroulement primaire du transformateur élévateur T100 (20) utilisé dans cette installation (ayant un faible pas de variation de 100 V environ et délivrant des hautes tensions) est alimenté par une source basse tension variable (SG1) via un câble. On a associé à ce transformateur deux redresseurs mono-alternance afin d'obtenir une haute tension continue. Chacun de ces deux redresseurs est constitué d'une diode haute tension (21) à base de silicium et d'un condensateur de lissage C_{10} (22) de capacité de 10nF. Une résistance R_a (23) de 106 k Ω relie le condensateur au système d'électrodes. Son rôle est d'amortir le courant, protégeant ainsi la diode des surintensités. Pour la mesure de la haute tension continue V_a , nous disposons d'un diviseur de tension résistif composé d'une résistance haute tension R_0 (24) de 248,5 M Ω et d'une résistance basse tension R_u (27) de 501 k Ω incorporée dans le voltmètre de crête MU11. Ces deux résistances sont reliées par un câble coaxial (26) blindé.

II.3 SYSTEMES DE MESURE

II.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 M Ω dont nous tenons compte dans l'évaluation du rapport k [5]:

$$k = \frac{R_o R_e + R_o R_u + R_u R_e}{R_u R_e} = 555.62 \quad (\text{II.1})$$

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 (fig. (II.1)), délivrant une tension V_b négative ou positive et pouvant varier de 0 à 250 V. Cette tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre numérique ayant une grande impédance d'entrée.

II.3.2 Mesure du courant :

Le courant I_s traversant la sonde est mesuré à l'aide d'un pico ampèremètre (fig. II.1) 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.

II.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, 27], 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 (11) (fig. II.1), de la température, à l'aide d'un thermomètre à mercure (12), et de l'humidité, à l'aide d'un hygromètre à cheveux (13).

II.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 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 $g = r_e - r_s$ [28], figure (II.1).

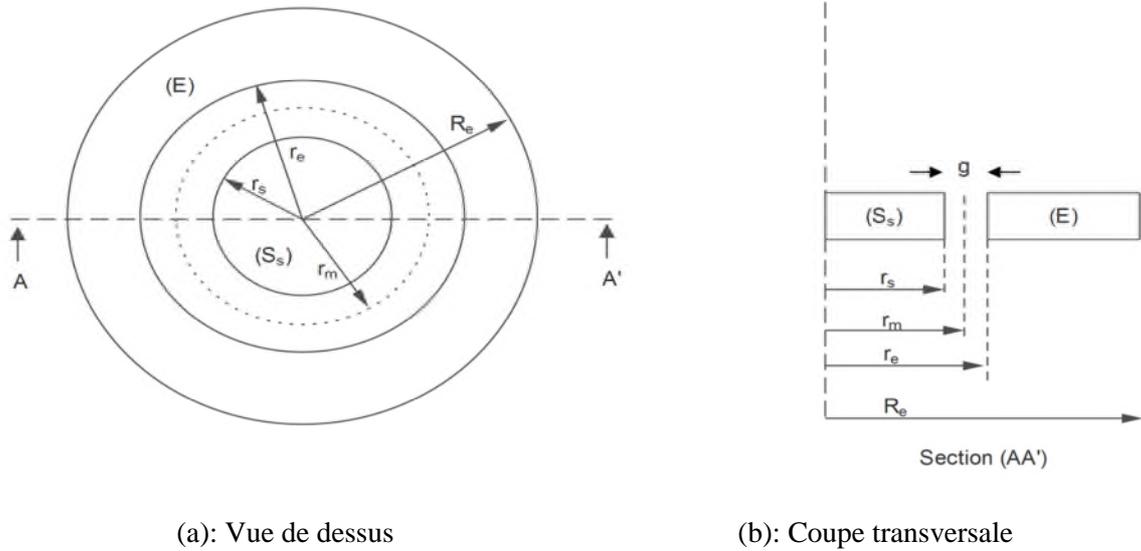


Figure (II.9) : Sonde circulaire de Tassicker.

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 \(II.9a\)](#). 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 \(II.9b\)](#) [7].

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 :

$$I = J \cdot S_s \quad (\text{II.2})$$

$$J = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot D \quad (\text{II.3})$$

$$I = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot D \cdot S_s = \frac{\mu \cdot \rho}{\epsilon_0} \cdot \phi_s \quad (\text{II.4})$$

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 :

$$\phi_s = \phi_{s0} + \phi_{s1} \quad (\text{II.5})$$

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 :

$$\phi_{s0} = S_s \cdot E \cdot \epsilon_0 \quad (\text{II.6})$$

$$\phi_{s1} = C_0 \cdot V_b \quad (\text{II.7})$$

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 :

$$C_0 = 4 \cdot r_m \cdot \epsilon_0 \cdot \left[1,07944 + 0,5 \cdot \ln \left(\frac{1+r_m}{2 \cdot g} \right) \right] \quad (\text{II.8})$$

II.4 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION PRELEVEE

Les valeurs de mesure de la caractéristique courant-tension ont été transcrites dans un code de calcul Matlab. Ensuite, ce dernier nous a calculé et affiché les deux caractéristiques courant/tension que représente la **figure (II.10)**. Nous avons choisi deux diamètres différents pour le fil à haut potentiel ($2r=0,4$ mm et $2r=0.8$ mm). Cette caractéristique montre qu'à un certain moment, il n'y a aucun passage de courant. Ce qui stipule que l'air n'est toujours pas ionisé et donc la tension appliquée demeure insuffisante. Mais près d'une certaine valeur, la caractéristique tend à être linéaire suite au courant récolté par la sonde. Cette valeur correspond à la tension seuil (V_s) et prône que l'effet couronne ne se manifeste qu'au-delà de son amplitude enregistrée. Dans ces graphes, on voit que V_s pour un rayon $r=0.2$ mm est comprise entre 10 et 11 kV. Par contre pour $r=0.4$ mm, V_s est partante presque de 14 kV. Avec quelques erreurs de mesures dues essentiellement aux matériels utilisés et aux conditions atmosphériques. On peut aussi constater que le rayon de courbure de l'électrode active impose une contrainte qui fait augmenter la tension seuil en augmentant le diamètre du fil.

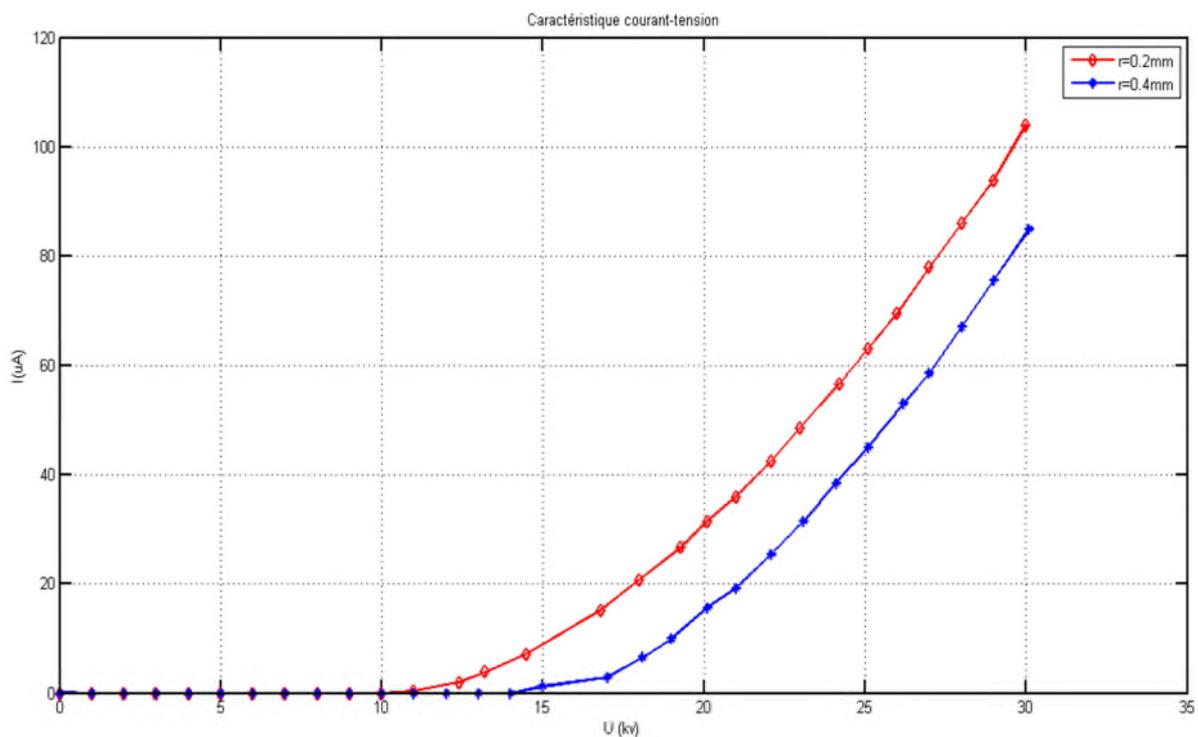


Figure (II.10) : Caractéristique courant/tension pour une géométrie fil-plan, dans l'air à la pression atmosphérique pour $r=0.2$ et 0.4 mm.

II.5 DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA DECHARGE COURONNE

Cette étape du travail, consiste à prélever des courants nano-ampérométriques pour différentes valeurs de tension V_a et de polarisation V_b afin de déterminé les paramètres clés de cette décharge à savoir le champ électrique E et la densité de courant J .

Par la suite, d'autres paramètres essentiels aussi pourront être déterminés en vue de conclure l'étude paramétrique expérimentale telle la densité de charge d'espace ρ , alors qu'elle sera déterminée à partir du champ et de la densité de courant.

Cette expérimentation consistait à appliquer trois tension V_a sur l'électrode active, et en même temps imposé une basse tension sur l'électrode passive en vue de la polariser. Les courants I_s relevés sont stockés dans des matrices dans le programme de calcul du champ, de la densité du courant et de la charge d'espace conçu sur Matlab, et les résultats obtenus sont soumis dans ce qui suit.

II.5.1 Détermination du champ électrique E :

La **figure (II. 11)** expose les valeurs moyennes du champ électrique pour différentes valeur de la tension appliquée (20-23-26 kV). L'équation qui permet de calculer ce champ est l'équation (II. 9) :

$$\mathbf{Emoy} = \frac{C_o \cdot Vb}{\left(\frac{I_s}{I_{s_0}} - 1\right) \cdot S m \cdot \epsilon_o} \quad (\text{II.9})$$

Ceci promulgue que le champ électrique est proportionnel aux tensions de polarisations appliquées sur l'électrode passive, et c'est ce que confirme notre courbe.

Les courbes de la **figure (II.11)** montrent aussi que le champ ne dépend pas uniquement de la tension V_b , mais aussi de la distance inter-électrode. En effet, on faisant éloigner à l'aide du support coulissant le fil par rapport à la sonde circulaire, on constate que le champ diminue relativement. Et de par-là, on résume que le champ électrique présente une valeur maximale au-dessous du voisinage proche de l'électrode active ($x=0$), et diminue progressivement en s'éloignant du centre jusqu'à ce qu'il présente ses valeurs les plus minimales aux extrémités ($x=\pm 16$).

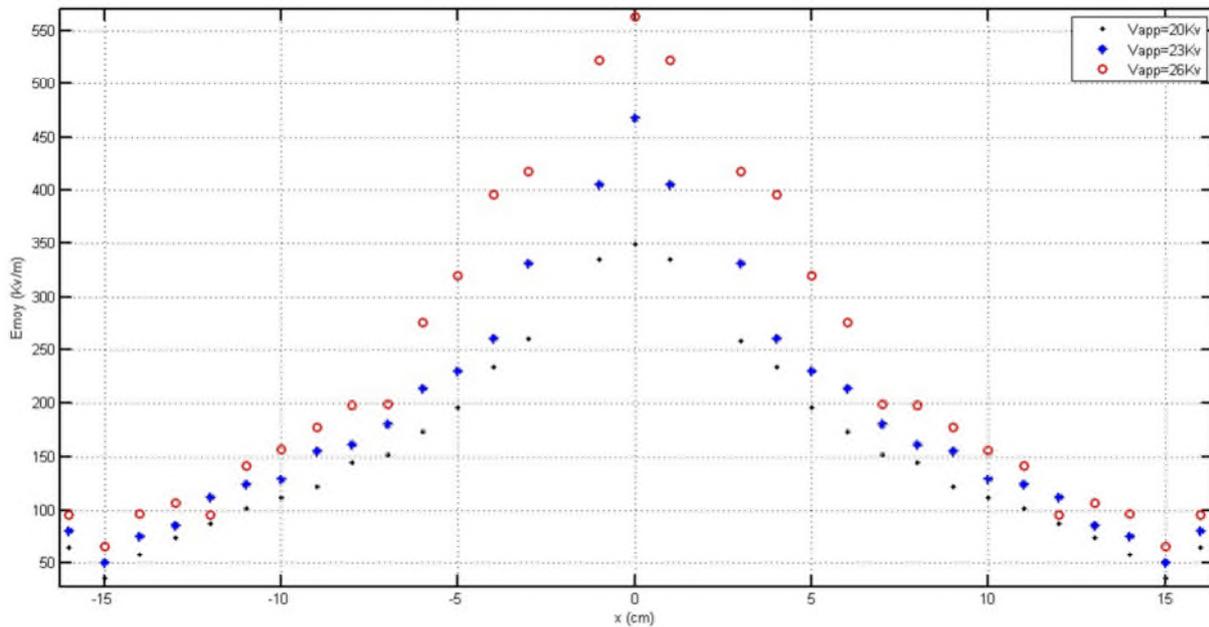


Figure (II.11) : Intensité du champ moyen au plan pour $r=0.2\text{mm}$ dans l'aire à la pression atmosphérique pour différentes tension appliquées.

II.5.2 Détermination de la densité de courant J :

Les valeurs de J sont calculées à partir de l'équation (II.10), qui donne la densité du courant en fonction du courant I collecté par la sonde circulaire et de la surface moyenne de cette dernière :

$$J = \frac{I}{S_m} \quad (\text{II.10})$$

La figure (II.12) expose la distribution de la densité de courant dans la géométrie fil-plan, pour un rayon de 0.2 mm et pour trois piques de tensions appliquées V_a de 20, 23 et 26 kV, sans tension de polarisation pour le plan mis à la terre qui constitue l'électrode passive ($V_b=0$). Elle montre une distribution sous forme d'une cloche, composée de plusieurs valeurs admettant un maximum au niveau de l'endroit le plus proche du fil qui correspond à $x=0$. Puis une diminution en amplitude successive comme le cas du champ électrique en s'éloignant du centre $x=0$ et allant vers les extrémités.

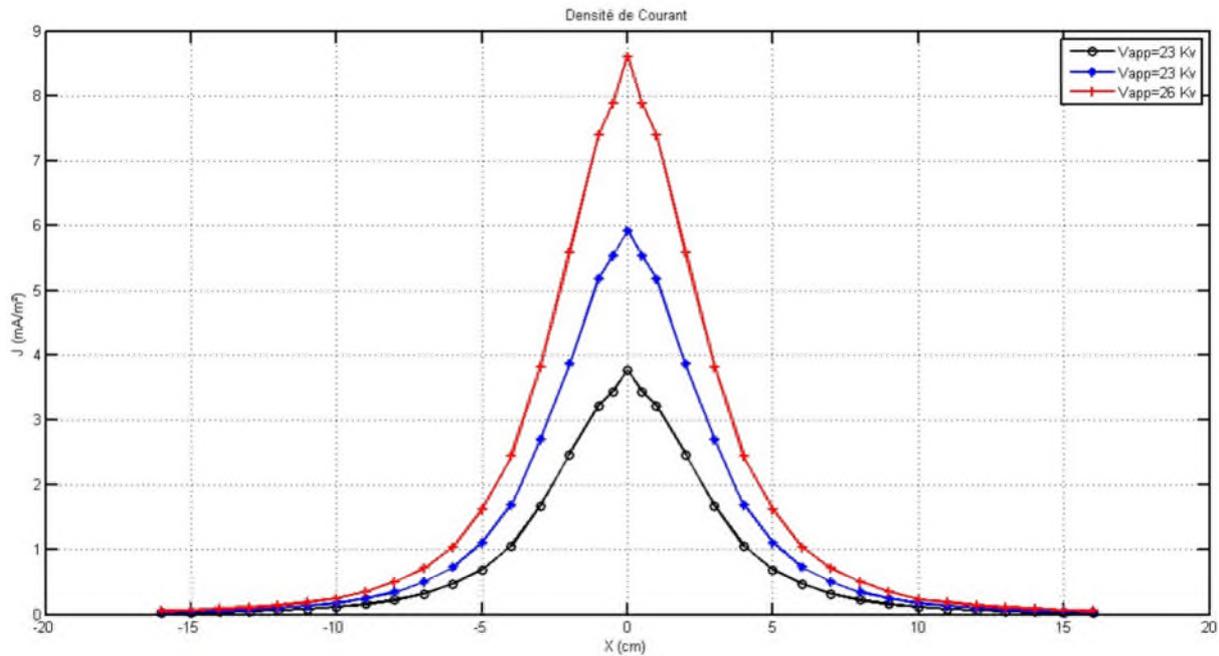


Figure (II.12) : Distribution de la densité de courant J

II.5.3 Densité de la charge d'espace ρ :

La charge d'espace est un nuage d'électrons situés dans l'air (le gaz isolant dans notre cas). Elle se conjugue mathématiquement par le rapport entre la densité de courant et le produit du champ électrique et de la mobilité ionique comme le décrit l'équation (II.11) :

$$\rho = \frac{J}{\mu.E} \quad (\text{II.11})$$

La figure (II.13) nous étale la variation de la distribution de la charge d'espace dans notre géométrie (Fil-plan) pour une mobilité ionique de l'air $\mu=2.10^{-4} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, à la pression atmosphérique. Là aussi on voit que les courbes sont en forme de cloche et présente un maximum au centre $x=0$ et une progressive diminution en allant vers les extrémités de la géométrie. Ceci montre que la charge d'espace est concentrique au niveau de l'électrode active et explique aussi pourquoi la densité de courant y est maximale. Mais en allant aux coins du plan la charge d'espace n'est pas importante et cela correspond exactement aux faibles valeurs enregistrées.

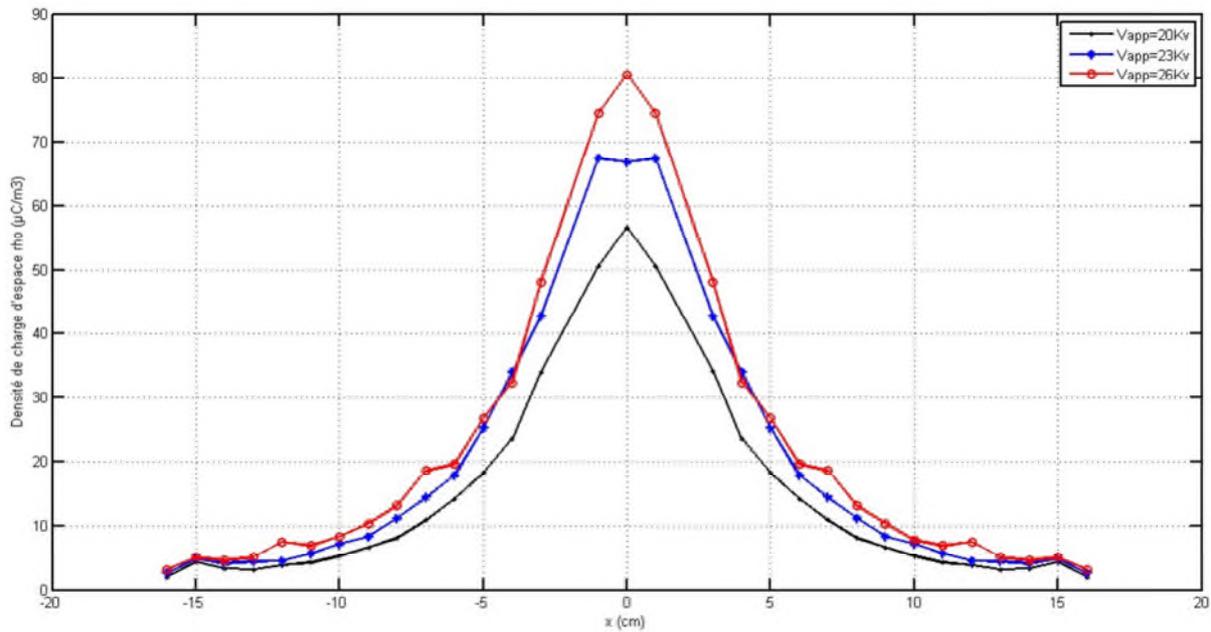


Figure (II.13) : Variation de la densité de la charge d'espace ρ pour différentes valeurs de tension appliquée et avec $\mu = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

II.6 CONCLUSION

Ce chapitre constitue l'étude expérimentale de la décharge couronne en géométrie fil-plan dans l'air et à pression atmosphériques.

Compte-tenu des résultats obtenus lors de cette étude, nous constatons que tous les paramètres qui gouvernent la décharge couronne étudiés dans cette partie ; à savoir, le champ électrique, la densité du courant et de la charge d'espace ; sont en bonne conformité avec ceux jadis obtenus par d'autres auteurs et étale tous une forme similaire qui ressemble à une cloche d'église (Maximale vers $x=0$ et minimale vers $x= \pm 16$). Cependant, les valeurs non homogènes qui montrent quelques irrégularités sont dues uniquement aux erreurs causées par les conditions atmosphériques, le matériel utilisé, l'accumulation de poussière au niveau du laboratoire (Ce qui nécessite d'ailleurs un entretien permanent et régulier avec nettoyant spécial), Sans oublier les erreurs dues au coefficient humain (précision et omissions générales).

III. ETUDE NUMERIQUE ET SIMULATION

III.1 INTRODUCTION

Le développement des ordinateurs et de l'informatique d'aujourd'hui donne un élan gigantesque aux études simulatrices des réalités physiques. La modélisation mathématique a depuis longtemps été l'objet final que constitue la maîtrise d'un évènement ou d'un phénomène. En effet, quand on attribue à une interaction chimique, à un phénomène électrique ou même mécanique des modèles mathématiques les décrivant avec toute la variabilité de leurs paramètres, revient à annoncer un certains discernement ou même parfois, leurs totales maîtrises. Sauf que pour interpréter mathématiquement les phénomènes de la physique, parfois on a recours à de très complexes équations dont leurs résolutions analytiques dépendent des méthodes numériques.

Des logiciels informatiques et des langages de programmations ont été conçus avec un très grand succès dans le domaine scientifique. Leurs contributions et apports dans la résolution avec conditions aux limites des équations descriptives des distributions spatiales complexes est inouïs. Ainsi, le problème temporel dû aux procédures d'itérations de certaines méthodes numériques n'est plus mis à jour.

La résolution numérique des équations qui gouvernent cette décharge n'est pas une simple procédure. En effet, le système couplé composé de l'équation de poisson et de la continuité du courant propose des difficultés d'ordre numérique très complexes. Ce que nous proposons dans cette partie du travail, est de résoudre le système d'équation « *poisson/continuité* » en utilisant la méthode des éléments finis pour déterminer les paramètres recherchés de la décharge couronne monopolaire.

En utilisant le logiciel de simulation COMSOL 4.2, qui est comme on l'a ultérieurement dit, basé sur la méthode des éléments finis, on va simuler cette décharge dans une géométrie fil-plan. Les résultats de simulation seront comparés avec ceux de l'expérimentation en fin du chapitre, pour prouver sa crédibilité scientifique.

III.2 EQUATIONS QUI GOUVERNENT LA DECHARGE COURONNE

Les formules mathématiques qui régies la problématique de la décharge couronne sont 4 équations essentielles. L'équation de poisson (III.1), l'équation de la continuité de courant (III.2), l'équation de la densité de courant (III.3) et la dernière est celle qui relie le champ électrique au potentiel (III.4) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (\text{III.2})$$

$$\vec{j} = \mu \cdot \rho \cdot \vec{E} + D \cdot \nabla \cdot \rho \quad (\text{III.3})$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi \quad (\text{III.4})$$

Où ε_0 est la permittivité de l'air, μ la mobilité moyenne des ions, ρ la densité volumique de la charge d'espace et D le coefficient de diffusion ionique. Ces équations seront utilisées dans la formulation du système d'équations que l'on va résoudre avec la méthode des éléments finis.

III.3 HYPOTHESES ET APPROXIMATIONS

La résolution du système d'équations qui gouverne la décharge couronne n'est pas une simple procédure mathématique. En effet, la recherche et la détermination des paramètres du champ électrique et de la charge d'espace sont en réalité des problèmes d'une grande complexité, à cause de la non-linéarité et de la réversibilité de ces équations. Le calcul du champ électrique nécessite la connaissance de la distribution de la densité de la charge d'espace et inversement. Cependant, des solutions analytiques existent pour de simples géométries telles que les configurations sphériques et cylindriques coaxiales. Pour les autres géométries, par contre, toutes les tentatives faites, jusqu'à présent, sont basées sur plusieurs approximations et hypothèses simplificatrices [29]. Ces dernières sont quatre, elles sont exposées dans ce qui va suivre :

III.3.1 Approximation de Deutsch :

Les bases classiques de l'étude du mécanisme de la décharge couronne sont données dans les travaux de Townsend [10]. La première tentative d'étendre ses travaux à un système à deux dimension (fil-plan), revient à Deutsch en 1933 [11], qui a alors supposé que :

- 1- La charge d'espace générée par la décharge couronne affecte seulement l'amplitude et non la direction du champ électrique.
- 2- La densité de la charge d'espace est constante dans la région inter-électrode.
- 3- Le champ électrique sur l'électrode passive n'est pas affecté par la présence de la charge d'espace, c'est-à-dire il garde sa valeur Laplacienne.

L'hypothèse de Deutsch devient une hypothèse de base à partir de laquelle plusieurs auteurs ont développé des solutions numériques ou pseudo-analytiques du problème de la décharge couronne, particulièrement en géométrie pointe-plan et fil-plan.

III.3.2 Approximation de Kaptzov :

Considérons le champ électrique et la charge d'espace lorsqu'on applique une tension à l'électrode active. Avant le seuil de l'apparition de l'effet couronne, le champ électrique Laplacien à la surface de l'électrode active est proportionnel à la tension appliquée. Si nous considérons une légère hausse de la tension appliquée au-dessus du seuil de l'effet couronne, le champ électrique à la surface du conducteur augmente en conséquence. Toutefois, cette hausse du champ résulte directement de l'augmentation de la production de la charge d'espace sur l'électrode active et qui est due à son tour à l'augmentation de la valeur du coefficient d'ionisation. Cette charge d'espace supplémentaire a tendance à réduire le champ électrique local. Ces effets contrariants s'équilibrent, sur une large gamme du potentiel appliqué, à la valeur du champ seuil de Peek (E_{peek}). Cette invariance, souvent adoptée dans la modélisation de décharge couronne, est connue sous le nom d'hypothèse de Kaptzov [30].

III.3.3 La mobilité ionique :

La mobilité ionique est une grandeur physique qui représente la capacité de l'ion à se mettre en mouvement lorsqu'on lui applique un champ électrique E . Elle est d'une utilité très importante dans la résolution de la décharge couronne. Il existe plusieurs méthodes pour la mesurer. À savoir, on cite la méthode LANGEVIN ou celle d'ERIKSON, la méthode de TYANDALI et de CRINDLEY notamment modifiée par BRADBURY ou bien par la méthode de TOWNSEND par déviation magnétique. Malgré tout, sa valeur moyenne pour les ions négatifs dans l'air reste difficile à évaluer jusqu'à nos jours et les valeurs attribuées par divers auteurs à la mobilité moyenne des ions positifs sont diversifiées. La valeur la plus basse est voisine de $1.2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$ et la plus élevée est voisine de $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$. Elle dépend de plusieurs paramètres telle la nature de l'ion en question, la nature et la pression du gaz, la température de l'environnement et les impuretés en suspension dans le

gaz, la chute de tension dans la zone de dérive ainsi que de l'humidité absolue. Cependant, la mobilité ionique est indépendante du champ électrique, comme l'a indiqué Zebboudj et al [31] en géométrie cylindres-coaxiaux.

III.3.4 Approximation de Popkov :

Popkov [32] a repris en 1949 les travaux de Deutsch. Il garda la première approximation et en apporta d'autre :

- 1-La zone d'ionisation est négligée et la région inter-électrode est remplie uniquement d'une charge d'espace monopolaire.
- 2-La mobilité ionique est constante.
- 3-La diffusion thermique des ions est négligée.
- 4-Le champ électrique à la surface de l'électrode active demeure à sa valeur seuil.

III.4 TRAVAUX ANTERIEURS

Ce phénomène a fait l'objet de plusieurs études depuis des années. La détermination des paramètres qui gouvernent la décharge couronne est très compliqué suite à la quasi-impossibilité de la prédiction des distributions de la densité de la charge d'espace et du champ électrique. Cette complexité a été réduite par l'utilisation des méthodes numériques, et le développement informatique des langages de programmation et de simulation a contribué à diminuer l'utilisation des hypothèses de simplification et d'approximation.

L'effet de couronne a fait l'objet de premières publications en 1915 par F.W. Peek qui a alors établi une première loi empirique exprimant le champ seuil d'apparition de cet effet [4].

$$E_{peek} = 31. m. \delta. \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta R_0}}\right) \quad (III.5)$$

Et jusqu'à aujourd'hui, cette loi célèbre est toujours d'usage et ne présente aucune anomalie du point de vue scientifique.

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) [33]. 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 [34]. 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 [23].

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. On s'est intéressé au début des années 1970 à l'amplitude de ces vibrations, avant de chercher à mieux les expliquer, ce qui fut fait dans les années 1980 [5], notamment grâce à un code de calcul produit par EDF [35] pour analyser la formation des pertes, permettant « de suivre physiquement le mécanisme des pertes : entre autres performances, ce code permet de visualiser le mouvement des charges d'espace » [6], avec des conclusions largement acceptées, par exemple produites en 1986 par M. Farzaneh à l'Université Paul Sabatier de Toulouse [36].

Les travaux de Clements et al en 1987 font une analyse complète sur la physico-chimie de la décharge électrique de type « pulsed streamer corona » avec deux électrodes immergées dans l'eau, avec et sans bulles d'air au travers de l'électrode haute tension. Avec le type de décharge électrique de géométrie pointe-plan, la spectroscopie d'émission est employée pour montrer la production de quantité significative des radicaux d'hydrogène dans la phase liquide [3]. Depuis le milieu des années 1990 [37].

Sunaga [65] fut le premier à employer la méthode des différences finis (FDM) pour résoudre les équations du champ de la décharge couronne en géométrie fil-plan. Selon son analyse la différence maximum entre les solutions, avec et sans l'approximation de Deutsch est de 10% pour le champ électrique et 40% pour la densité de courant, calculés tous les deux sur le plan mis à la terre.

Sarma et Janishewskyj [39-40,40-41] sont accrédités par le premier travail significatif dans l'analyse de la décharge couronne dans les lignes de transmission à courant continu à haute tension (CCHT) utilisant un modèle numérique. A travers un processus itératif de résolution alternative du champ électrique et de la densité de la charge d'espace, ils obtiennent la caractéristique courant-tension $I(V)$ qui est en bon accord avec celle mesurée expérimentalement. Néanmoins, ils ont adopté des hypothèses simplificatrices.

En 1979, Janishewskyj et Gela [42], utilisent pour la première fois une procédure basé sur la méthode des éléments finis pour la résolution du problème de la décharge couronne en géométrie fil-cylindre sans tenir compte de l'hypothèse de Deutsch. Leur algorithme de calcul consiste à obtenir le potentiel électrique φ de chacune des deux équations différentielles suivantes :

$$\nabla^2 \cdot \varphi = -\rho/\varepsilon_0 \quad (\text{III.6})$$

$$\nabla \cdot (\mu \cdot \rho \cdot \nabla \cdot \varphi) = 0 \quad (\text{III.7})$$

La valeur de ρ est initialisée au préalable puis corrigée itérativement jusqu'à ce que les valeurs de φ dans les deux fonctions coïncident. Ils ont étendu en 1980 [43] leur procédure pour calculer les pertes d'énergie dans le système fil-plan. Ils ont conclu alors que l'approximation de Deutsch est acceptable pour le calcul des pertes d'énergie, mais elle est moins précise pour le calcul du champ électrique et de la densité de courant au plan mis à terre.

Utilisant d'autres simplifications, Takuma, Ikeda et Kawamoto [44] ont réussi en 1981 à appliquer la technique des éléments finis pour résoudre les équations de la décharge couronne en configuration cylindres-coaxiaux et fil plan. Ils abandonnent l'hypothèse de Kaptzov pour la remplacer par une autre hypothèse stipulant que la densité de la charge d'espace sur la surface de l'électrode active est constante. La valeur de ρ , prise donc comme une condition aux limites dans leur analyse, est déterminée en utilisant une procédure itérative qui fait comparer le courant de décharge calculé avec celui mesuré jusqu'à ce qu'ils se confondent.

Fujioka et al. [45] ont utilisé cette même procédure sur une configuration bipolaire, mais les mobilités des ions positifs et des ions négatifs sont supposées variables.

En 1983, Abdel-Salam et al. [46] présentent une solution (méthode) itérative par éléments finis du modèle de la ligne de transmission à CCHT sans utiliser des données expérimentales. Ce modèle, inspiré de la méthode de Gela et de Janishewskyj [42], est appliqué à la configuration fil-plan avec différentes conditions aux limites pour ρ , éliminant ainsi l'hypothèse de Kaptzov mais tenant compte de celle de Deutsch.

Aboelsaad et al. [47] ont proposé un algorithme basé sur la MEF et dont lequel l'approximation de Kaptzov est remplacée par l'utilisation d'un polynôme reliant le champ électrique sur le fil à la tension appliquée. Ce polynôme est formulé à partir des résultats

expérimentaux et numériques antérieures [48, 49]. Cette relaxation a été aussi utilisée, plus tard, par Abdel-Salam et Al-Hamouz [50-51].

Davis et Hoburg [52] ont développé en 1983 une méthode hybride combinant la méthode des éléments finis et la méthode des caractéristiques pour calculer les distributions du champ électrique et de la densité de la charge d'espace dans un précipitateur électrostatique. La première méthode est utilisée pour résoudre l'équation de Poisson et la seconde pour déterminer la densité de la charge d'espace à partir de l'équation de la continuité du courant. Cette technique, qui a recours à l'hypothèse de Kaptzov, est appliquée par la suite sur la configuration fil-plan [53].

Abdel-Salam et Al-Hamouz [54-55] en 1993 sont les premiers à avoir appliqué la technique des éléments finis pour l'analyse du problème des champs ionisants en configurations cylindres-coaxiaux et fil-plan. A la différence des autres auteurs qui résolvent simultanément deux équations aux dérivées partielles du second ordre, ces deux auteurs n'en résolvent qu'une seule.

Yala en 2001 [29], Dans son travail, il a présenté une autre alternative pour la résolution des équations régissant le problème couplé, champ électrique-charge d'espace, de la décharge couronne monopolaire. Il a utilisé une méthode hybride basée sur la technique des éléments finis et la méthode des tubes de flux. Il a mis au point deux modèles numériques permettant le calcul des paramètres électriques de la décharge couronne, en particulier le champ électrique, dans les systèmes d'électrodes fil-cylindre coaxial et fil-plan. Il a utilisé des conditions aux limites telles les conditions homogènes de Neumann sur les frontières de symétries et les conditions de Dirichlet sur les autres limites. Son model tient compte non seulement des paramètres physiques de l'air (température, pression, humidité...), mais aussi de l'épaisseur de la zone d'ionisation qui a été toujours négligée. La première hypothèse de Deutsch stipulant que la charge d'espace n'affecte pas la direction du champ, mais seulement son amplitude a été adoptée dans le cas de la configuration cylindrique coaxiale à cause de la symétrie de révolution qu'elle présente. Par contre, dans le cas du système fil-plan, cette hypothèse a été écartée. Il a aussi écarté l'hypothèse de Kaptzov faute de quoi qu'elle ne soit pas vérifiée dans le cas des électrodes actives de très faibles diamètres. La diffusion ionique aussi n'a pas été prise en considération. Le champ électrique dans l'espace inter-électrode est très intense, par conséquent il a considéré que le mouvement de dérive des ions positifs dû à ce champ est beaucoup plus important que leur mouvement dû à la diffusion.

En 2003 [69], Yala, Kasdi et Zebboudj ont proposés un nouveau schéma itératif couplé avec la technique des éléments finis comme un outil numérique pour résoudre l'équation de Poisson dans un système fil-plan en utilisant de nouvelles conditions aux limites. Ils ont utilisé le modèle qui sépare la couronne en deux régions distinctes, région d'ionisation et région de dérive. Ils ont proposé un modèle qui permet de prendre en compte l'épaisseur de la zone d'ionisation et évite ainsi le recours à la première hypothèse de Deutsch, largement utilisé dans la littérature. L'efficacité de la méthode proposée a été testée par l'application à la géométrie fil-plan où le champ a été mesuré avec la sonde polarisée linéaire. L'accord entre les valeurs de densité de courant et de champ électrique calculées par rapport aux valeurs mesurées été satisfaisant.

Adamiak en 2004 [56], a proposé une technique numérique pour déterminer les distributions du champ électrique et la densité de charge dans le cas d'une décharge corona positive dans un gaz pour une géométrie point-plan. Cette technique est basée sur les limites et les méthodes d'éléments finis pour obtenir les composantes harmoniques de l'espace de charge du champ électrique, respectivement, et sur la méthode des caractéristiques pour déterminer la distribution de densité de charge. La simulation numérique donne la répartition de la densité de courant sur la plaque du sol, ce qui se compare favorablement avec celles mesurées à l'aide d'une aiguille de cylindre conique avec une pointe de forme sphérique. Cette étude tien compte aussi de l'hypothèse de Kaptzov.

En 2006 Bassem Khaddour [38], a présenté un travail dont le but été de développer un code numérique pour déterminer les distributions du champ électrique et de la densité de charge dans la configuration lame-plan, la création de charge se faisant par effet couronne sur le bord de la lame. Il utilise la méthode des éléments finis MEF pour résoudre l'équation de Poisson et la méthode des caractéristiques MC pour résoudre l'équation de conservation de la charge. Les deux équations couplées sont résolues par approximations successives en redéfinissant le maillage structuré à chaque itération pour éliminer la diffusion numérique. La redéfinition du maillage structuré est la partie la plus importante du travail. L'algorithme converge bien pour différentes distributions de la charge définies sur la lame injectrice. Les solutions numériques obtenues pour une loi d'injection imposée sur la lame plate donnent des résultats en très bon accord avec les mesures de densité de courant sur l'électrode plane d'un dispositif lame-plan.

Zebboudj et Oussalah [57], ont traité la décharge couronne négative en géométrie fil-plan. L'équation de Poisson a été résolue en utilisant la méthode des éléments finis et

l'équation de continuité qui mettait à jours la densité de charge d'espace a été résolue en utilisant la méthode simplifiée des caractéristiques, qui néglige la diffusion ionique. Le modèle numérique utilisé prend en compte la région d'ionisation. Ils ont proposé l'introduction d'un potentiel correspondant au champ d'ionisation minimum critique directement dans la formulation des éléments finis comme condition de Dirichlet. Les données calculées sont en bon accord avec des données expérimentales avec une erreur négligeable de la tension calculée au début. Les calculs numériques sont comparés aux données expérimentales obtenues en utilisant une sonde polarisée linéaire.

En 2007, Kasdi [5] a proposé une méthode numérique itérative en vue de résoudre les équations gouvernant le problème couplé charge d'espace-champ électrique caractérisant la décharge couronne. La technique consiste à employer la méthode des éléments finis (F.E.M.) pour résoudre l'équation de Poisson et la méthode des caractéristiques (M.O.C.) pour évaluer la densité de la charge d'espace à partir de la relation de la continuité du courant. En outre, le modèle évite de recourir à l'hypothèse simpliste de Deutsch. Et son travail été effectuer sans tenir compte du vent et de la diffusion des ions.

En 2013 [58], Adamiak à tenter de rassembler et d'examiner les travaux les plus importants sur la simulation numérique des processus dans les précipitateurs électrostatiques. Dans son étude il a uniquement pris en considération la configuration fil-plaque. Différents modèles mathématiques et des algorithmes numériques pour le débit du gaz, champ électrique, décharge couronne et le transport des particules ont été comparés. Une discussion s'est concentrée sur le couplage entre les différents phénomènes. Un progrès continu a été démontré entre les premiers travaux publiés et les publications récentes, où les prédictions numériques montrent un étroit accord avec les données expérimentales.

R. Djekidel, D. Mahi, A. Ameer, A. Ouchar en 2014, [59] ont donnés une méthode de simulation de charge en présentant une méthodologie d'analyse sur la répartition du champ électrique généré par une ligne aérienne à haute tension de 400 KV et l'étude été pour la réduction et l'atténuation de l'intensité de champ électrique au moyen des Écrans. Le code de calcul du champ électrostatique est Basé sur la méthode des charges fictives (méthode de simulation de charge) sous l'environnement MATLAB. Les résultats de simulation ont été Comparés avec succès, à ceux obtenus par le logiciel multi-physique (COMSOL 3.5a) basé sur la méthode des éléments finis.

En 2014 [60], E. Potrymai et I. Perstnovont réalisé un travail qui a mis un accent sur la modélisation physique et numérique de la décharge couronne dans un dépoussiéreur électrostatique (ESP). Le modèle est basé sur les équations de Maxwell et la méthode des

éléments finis (FEM) et est mis en œuvre avec le logiciel COMSOL Multiphysics. La simulation permet d'étudier la distribution de charge électrique et le comportement du champ électrique à l'intérieur de l'ESP. Le travail se concentre principalement sur les études en fonction du temps de la décharge couronne.

En 2015 [61]. Ahmed Kasdi, Youcef Zebboudj, Hakim Yala ont fait un travail d'analyse sur la décharge couronne positive et stable en courant continu dans l'air atmosphérique dans un système fil-cylindre. Une technique d'éléments finis itérative a été développée pour obtenir une solution générale des équations de la charge d'espace couplé à un problème de champ électrique. La technique consiste à utiliser la méthode des éléments finis (FEM) pour résoudre l'équation de Poisson et la méthode des caractéristiques (MOC) pour trouver la densité de charge à partir d'une relation de continuité du courant. Par ailleurs, le champ couronne ionisant a été modélisé avec succès en utilisant COMSOL MULTIPHYSICS 3.4. Deux modes d'application sont utilisés pour résoudre le système d'équations couplées avec des conditions aux limites appropriées : PDE mode (formule générale) pour la distribution et convection électrique du potentiel et le mode de diffusion pour l'équation de transport de charge. Afin de valider les méthodes numériques présentées, une comparaison avec une solution d'analyse et de données mesurées a été faite et les résultats obtenus sont en bon accord.

Kasdi en 2016 [62] a présenté un document qui parle d'une recherche expérimentale et numérique d'un type de dépoussiéreur électrostatique en fil-conduit sous des conditions d'air pur. Différentes configurations d'électrodes sont testées afin d'améliorer les performances du dispositif de précipitation électrostatique. En outre, les équations régissant la couronne sont résolues avec succès en utilisant Comsol Multiphysics. Le travail simule toute la géométrie, y compris toutes les décharges des fils afin de prendre en compte leur effet mutuel. Il montre un accord assez bon entre les résultats du modèle numérique qui ont été comparés avec les mesures expérimentales de densité de courant.

III.5 METHODES NUMRIQUES DE RESOLUTIONS

Plusieurs méthodes ont existé en vue de la résolution numérique des équations qui gouvernent la décharge couronne. Au départ elles ont toutes fait appel à l'hypothèse de Deutsch [29] qui stipule que la charge d'espace affecte seulement l'intensité du champ électrique mais pas sa direction, ce qui introduit des erreurs aux résultats des calculs. Le recours à cette hypothèse est éliminé par l'introduction d'approches de calcul basées

essentiellement sur la méthode des différences finies (MDF), la méthode de simulation de charge (MSC ou méthode des charges fictives MCF) ou encore la méthode des éléments finis (MEF) [5]. Cette dernière est celle qu'on va utiliser dans notre procédure de résolution.

III.5.1 La méthode des éléments finis :

C'est l'ingénieur américain Ray William Clough qui, semble-t-il, a utilisé le terme de méthode des éléments finis le premier dans un article de 1960 intitulé *The Finite Element Method in Plane Stress Analysis*. La méthode des éléments finis se propose de mettre en place, sur la base de formulations faibles, un algorithme discret (discrétisation) permettant de rechercher une solution approchée d'un problème aux dérivées partielles sur un domaine compact avec conditions aux bords et/ou dans l'intérieur du compact [63]. Elle est constituée essentiellement de deux étapes primordiales, la discrétisation du domaine d'étude et la formulation des valeurs aux nœuds du maillage.

III.5.1.1 Discrétisation du domaine :

La discrétisation du domaine d'étude ou encore l'étape de maillage constitue l'opération de base de la méthode des éléments finies. Elle consiste à décomposer un domaine d'étude générale Ω en une multitude de sous domaines Ω_i de façon à le recouvrir tout entièrement. Ces sous domaines sont appelés "éléments géométriques". En résumé il faut donc :

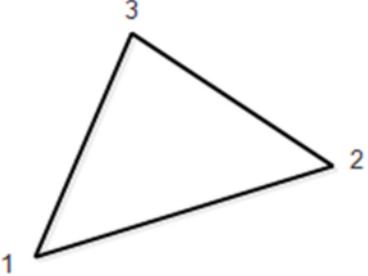
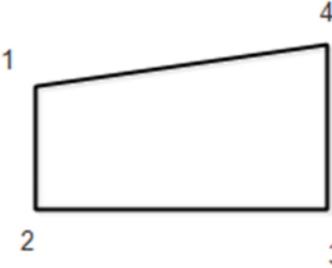
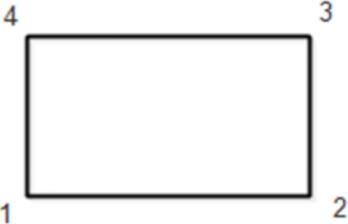
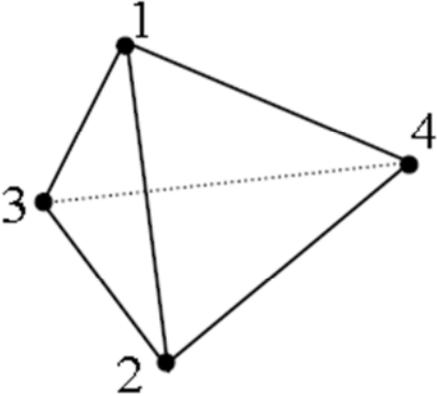
- définir le domaine Ω ;
- le diviser en mailles Ω_i telles que :

$$\bigcup_{i=1}^n \Omega_i = \Omega$$

$$\text{Et } \Omega_i \cap \Omega_j = \emptyset, \forall i \neq j$$

Cette phase de maillage est l'étape la plus méticuleuse qui soit dans cette méthode de résolution. Et sans logiciels de simulation, on y passera une très grande portion temporelle.

Il existe plusieurs manières de définir et de représenter les éléments géométriques qui constituent le maillage. Le tableau suivant représente quelques éléments géométriques les plus utilisés dans cette opération :

Eléments finis	Représentation géométriques
Elément unidimensionnel	
Ligne simple	1 ————— 2
Eléments bidimensionnels	
Triangulaire	
Quadrilatérale	
Rectangulaire	
Eléments tridimensionnels	
tétraédrique	

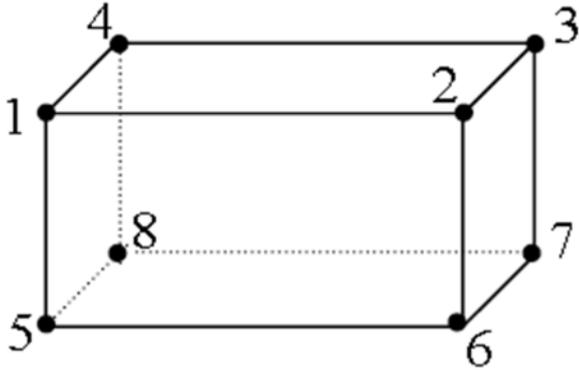
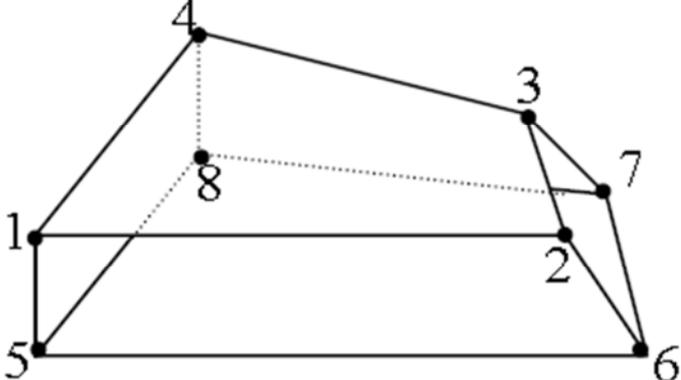
<p>Prisme rectangulaire</p>	
<p>Hexaédrique</p>	

Tableau III.1 : Les différentes géométries d'éléments finis possibles.

III.5.1.2 Fonctions d'interpolations :

Dans le cas des éléments finis à géométrie bidimensionnelle sous forme d'un triangle. Figure (III.1). La fonction de base du potentiel φ à approcher se trouve à l'intérieure de chaque élément, comme le décrit ce polynôme d'interpolation linéaire:

$$\varphi^e(x, y) = a^e + b^e x + c^e y \tag{III.8}$$

Où a^e, b^e et c^e sont des coefficients constants à déterminer et e l'indice de l'élément.

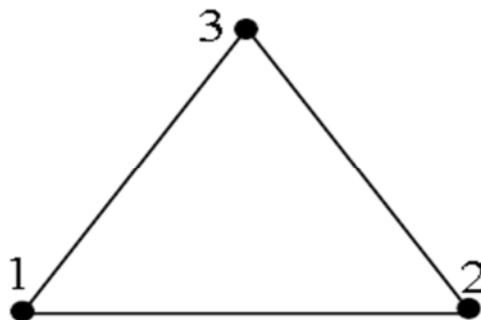


Figure (III.1): Eléments finis triangulaire.

On numérote les nœuds dans le sens trigonométrique par les nombres 1, 2 et 3. Les valeurs correspondantes de φ^e sont respectivement notées φ_1^e , φ_2^e et φ_3^e . En exprimant (III.8) aux trois nœuds, on obtient :

$$\varphi_1^e = \mathbf{a}^e + \mathbf{b}^e \mathbf{x}_1^e + \mathbf{c}^e \mathbf{y}_1^e \quad (\text{III.9})$$

$$\varphi_2^e = \mathbf{a}^e + \mathbf{b}^e \mathbf{x}_2^e + \mathbf{c}^e \mathbf{y}_2^e \quad (\text{III.10})$$

$$\varphi_3^e = \mathbf{a}^e + \mathbf{b}^e \mathbf{x}_3^e + \mathbf{c}^e \mathbf{y}_3^e \quad (\text{III.11})$$

x_j^e et y_j^e ($j=1, 2, 3$) représentent les valeurs des coordonnées du $j^{\text{ème}}$ nœud dans le $e^{\text{ème}}$ élément. La résolution de ce système d'équations permet d'avoir les coefficients a^e , b^e et c^e , lesquels seront remplacés dans l'équation (III.8) qui devient :

$$\varphi^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \sum_{j=1}^3 \mathbf{N}_j^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varphi_j^e \quad (\text{III.12})$$

Où $\mathbf{N}_j^e(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ sont les fonctions d'interpolation, données par :

$$\mathbf{N}_j^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{2\Delta^e} (\mathbf{a}_j^e + \mathbf{b}_j^e \mathbf{x} + \mathbf{c}_j^e \mathbf{y}) \quad j=1, 2, 3 \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$\mathbf{a}_1^e = \mathbf{x}_2^e \mathbf{y}_3^e - \mathbf{y}_2^e \mathbf{x}_3^e \quad \mathbf{b}_1^e = \mathbf{y}_2^e - \mathbf{y}_3^e \quad \mathbf{c}_1^e = \mathbf{x}_3^e - \mathbf{x}_2^e \quad (\text{III.14})$$

$$\mathbf{a}_2^e = \mathbf{x}_3^e \mathbf{y}_1^e - \mathbf{y}_3^e \mathbf{x}_1^e \quad \mathbf{b}_2^e = \mathbf{y}_3^e - \mathbf{y}_1^e \quad \mathbf{c}_2^e = \mathbf{x}_1^e - \mathbf{x}_3^e \quad (\text{III.15})$$

$$\mathbf{a}_3^e = \mathbf{x}_1^e \mathbf{y}_2^e - \mathbf{y}_1^e \mathbf{x}_2^e \quad \mathbf{b}_3^e = \mathbf{y}_1^e - \mathbf{y}_2^e \quad \mathbf{c}_3^e = \mathbf{x}_2^e - \mathbf{x}_1^e \quad (\text{III.16})$$

Et Δ^e est l'aire du triangle (e), tel que :

$$\Delta^e = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & \mathbf{x}_1^e & \mathbf{y}_1^e \\ 1 & \mathbf{x}_2^e & \mathbf{y}_2^e \\ 1 & \mathbf{x}_3^e & \mathbf{y}_3^e \end{vmatrix} = \frac{1}{2} (\mathbf{b}_1^e \mathbf{c}_2^e - \mathbf{b}_2^e \mathbf{c}_1^e) \quad (\text{III.17})$$

Durant notre investigation, on ne se contentera pas de réaliser un algorithme spécial pour cette méthode de résolution, mais on va utiliser un logiciel muni d'un code de calcul basé sur elle, qui est à savoir Comsol Multiphysics 4.2.

III.6 SIMULATION ET RESOLUTION DES EQUATIONS DE LA DECHARGE COURONNE

III.6.1 Formulation mathématique du problème :

Le système d'équation que l'on va construire parvient des quatre équations qui gouvernent la décharge couronne et qui sont énumérées au début de ce chapitre. En effet, ce système est composé de l'équation de poisson (III-1) et de l'équation de la continuité du courant (III-2), que l'on a aménagé sous la forme suivante:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \vec{E} \cdot \nabla \rho = -\frac{\rho^2}{\epsilon_0} \end{cases} \quad (\text{III.18})$$

Ce système d'équations décrit en réalité un problème couplé entre le champ électrique et la densité volumique de la charge d'espace. Il va donc être utilisé pour déterminer ces deux paramètres itérativement comme on va l'expliquer ultérieurement dans la partie de la procédure de résolution.

III.6.2 Domaine d'étude :

Le système que nous étudions, est constitué essentiellement d'un fil de rayon $r = 0.2$ mm, suspendu d'une hauteur $h = 5$ cm d'un plan mis à la terre. L'étude sera réduite sur une échelle bidimensionnelle (2D) puisque le système est considéré infini suivant l'axe du fil. L'espace inter-électrode est rempli d'air à la pression atmosphérique et à la température ambiante. Figure (III.2).

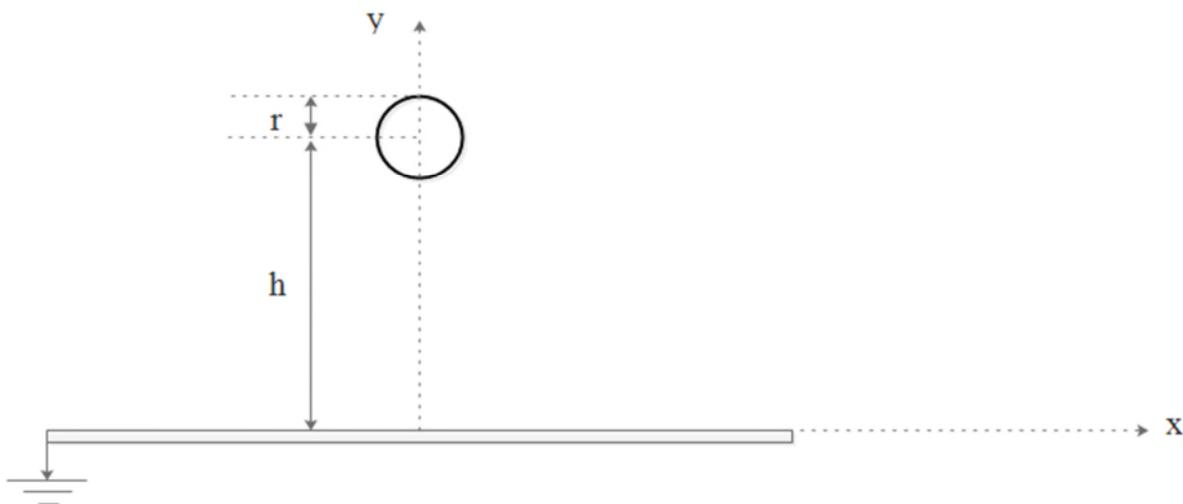


Figure (III.2): Géométrie bidimensionnelle du système fil-plan.

Ce système a besoin d'être délimité par des frontières artificielles pour qu'on puisse appliquer la méthode des éléments finis. Donc un rectangle de largeurs $L_{1\max}$ et $L_{2\max}$ sera construit en vue de créer des limites provisoires (Figure III.2). Ensuite, avec l'outil de discrétisation de COMSOL, l'ensemble sera discrétisé et maillé comme le montre la figure (III.3).

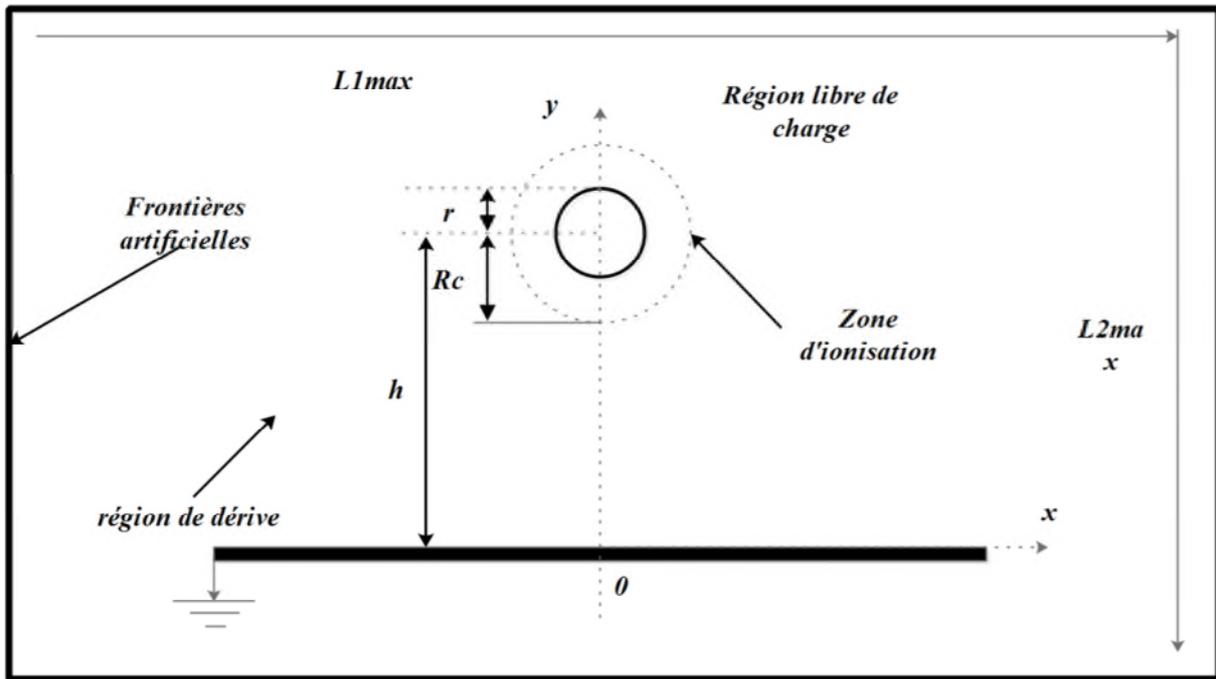


Figure (III.3): Limites artificielles pour le système de simulation.

III.6.3 Hypothèses adoptées :

Les hypothèses qu'on a adopté lors de notre résolution sont énumérées dans ce qui suit :

- L'espace inter-électrodes est rempli de charges positives, et l'autre espace est considéré libre de charge.
- L'épaisseur de la zone d'ionisation autour des conducteurs est assez faible pour être négligée devant l'intervalle inter-électrodes [11, 49, 54, 64].
- La mobilité moyenne des ions positifs est supposée constante et indépendante du champ électrique [31, 11, 54].
- La diffusion ionique est négligeable devant le mouvement d'entraînement des charges par le champ [65, 66, 54]. Cette hypothèse a fait l'objet de quelques travaux antérieurs [67, 52]. La prise en compte de la diffusion ionique dans l'analyse du problème n'améliore que légèrement la précision des calculs ; par contre, elle augmente le temps de convergence du calcul [5].
- Le champ électrique à la surface de l'électrode active demeure constant et égale à la valeur du champ seuil [66, 68, 64], même au-delà de la tension seuil ($V_a \geq V_s$). Autrement dit, C'est ce qui a été indiqué dans l'hypothèse de Kaptzov.

III.6.4 Condition aux limites :

La technique des éléments finis nécessite un domaine borné, alors des frontières artificielles doivent être ajoutées pour traiter la configuration fil- plan. Pour cela, nous avons considéré certaines conditions dites les conditions aux limites de Dirichlet. Les valeurs potentielles à ces frontières doivent être connues. Le potentiel peut être pris égal à zéro si les frontières sont à l'infini. Le domaine de calcul de la configuration considérée est limité comme suit:

- 1- Le potentiel du fil est égale à la tension appliquée ($\varphi_{\text{fil}} = V_a$).
- 2- Le potentiel sur l'électrode passive est égale à zéro ($\varphi_{\text{plan}} = 0$).
- 3- Au niveau du fil, la charge d'espace ρ_{fil} n'est pas connue. Donc pour notre résolution, on a imposé un estimé initial ρ_0 pour initialiser la résolution. Mais par la suite, cet initié doit être incrémenté au fur et à mesure jusqu'à ce que la condition posé sur le champ électrique au niveau du fil soit satisfaite. Cette condition requiert que le champ électrique trouvé pour une certaine valeur correcte de ρ_0 , soit égale au champ seuil de Peak ($E_{\text{fil}} = E_{\text{peak}}$). ρ_{fil} est calculable à partir de la relation suivante [69]:

$$\rho_{\text{fil}} = \rho_0 \cdot \cos\left(\frac{i\Delta\theta}{2}\right) \quad (\text{III.19})$$

Les conditions aux limites décrites dans cette partie sont représentées sur la figure suivante :

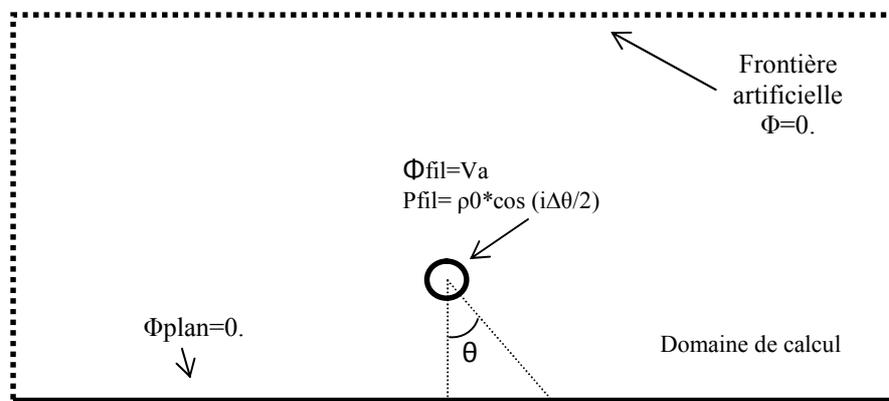


Figure (III.4): Condition aux limites adoptées.

III.6.5 Procédure de résolution :

Etape 1 : Cette première étape consiste en la construction du maillage. En effet, le domaine de compilation a été divisé en plusieurs sous-domaines comme le montre la figure (III.5) :

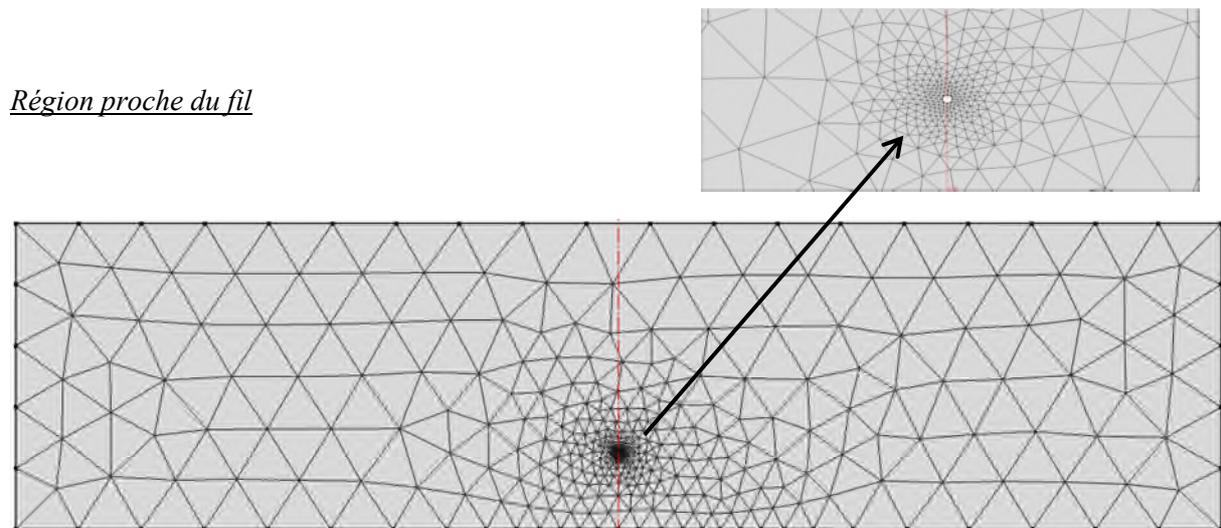


Figure (III.5):Maillage du domaine d'étude avec l'outil de maillage de COMSOL

Le maillage généré a été réalisé en utilisant, dans le logiciel Comsol, l'application Maillage (Mesh). Il est constitué de 2198 nœuds et comme énoncé dans le chapitre précédent, les éléments choisis sont les éléments triangulaires.

Etape 2 : Supposition d'une valeur initiale pour ρ_0 à fin de définir ρ_{fil} sur la périphérie du fil.

Etape 3 : Calcul de la distribution du champ électrique aux nœuds du maillage à partir du potentiel.

Etape 4 : Estimation de la densité de la charge d'espace ρ aux nœuds du maillage.

Etape 5 : Résoudre pour le potentiel ϕ , l'équation de poisson avec le nouvel estimé de ρ aux nœuds du maillage.

Etape 6 : Calcul de l'intensité du champ électrique sur la superficie du fil (E_{fil}), et la comparer avec la valeur du champ seuil.

Si la condition ξ sur ce champ électrique est respectée, on stoppe le calcul. Sinon, on met à jour la valeur de ρ_0 , et on revient à l'étape (3).

On a résumé toutes ces étapes dans l'organigramme suivant :

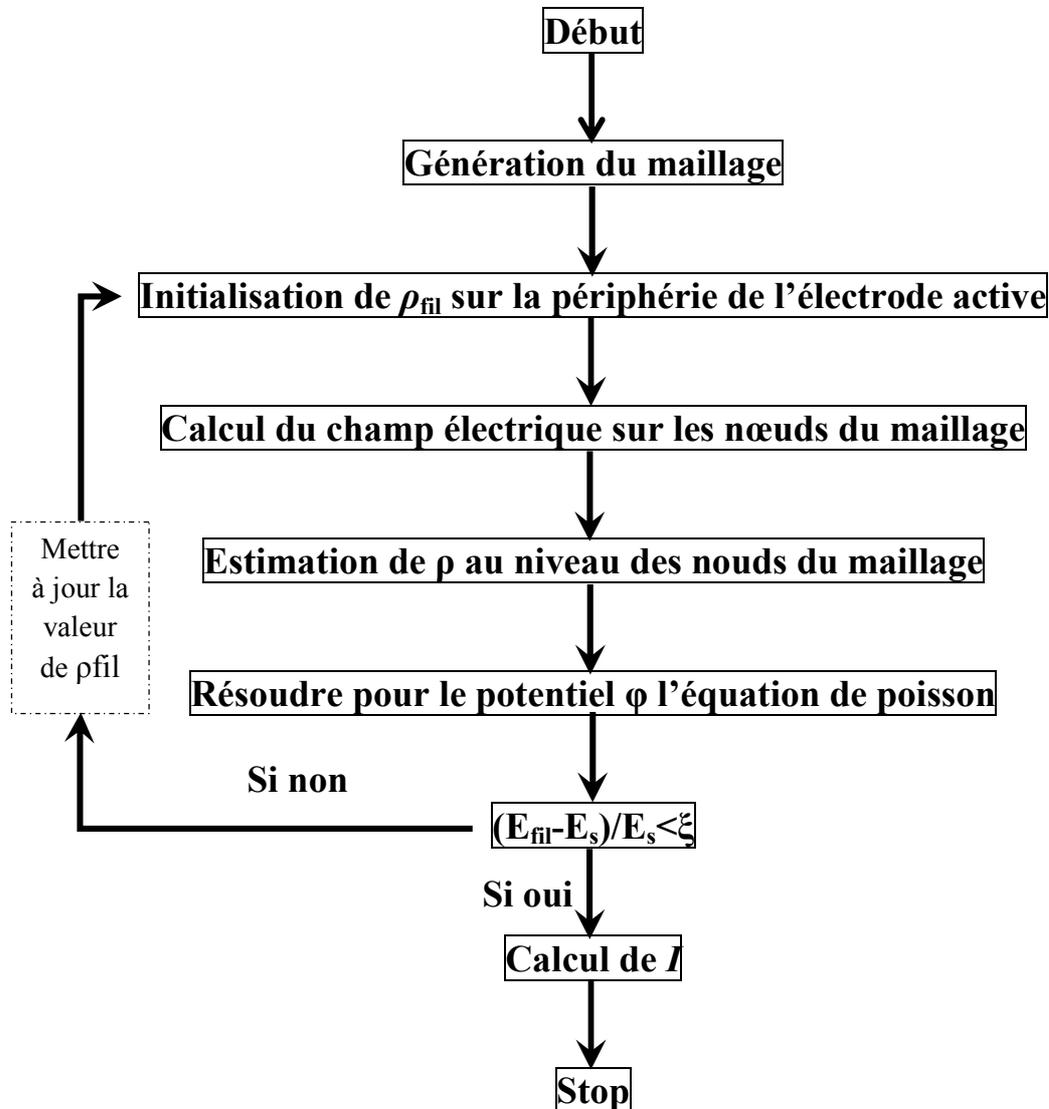


Figure (III.6): Organigramme des étapes de résolution

III.6.6 Programme de résolution sous Comsol

L'organigramme précédent a été introduit dans Comsol de manière progressive. Au départ, on a dessiné la géométrie fil-plan en 2D (à cause de la symétrie de révolution suivant l'axe z) et on y a spécifié les paramètres qui lui correspondent comme la largeur du plan, le rayon du fil et sa hauteur par rapport au plan H..., dans la rubrique paramètres (Figure III.7).

On y a aussi spécifié la nature du gaz isolant qui est dans notre cas l'air, avec sa pression et sa température. Nous avons pris le soin de les choisir selon les conditions atmosphériques constatées lors de l'étude expérimentale.

En second lieu, Nous avons créé et aménagé deux modèles mathématiques à partir de la base de données incluses dans le logiciel. Notre choix s'est porté sur l'EDP (Equations aux Dérivées Partielles, forme générale), et l'équation de convection-diffusion.

En troisième partie, nous avons intégré toutes les conditions aux limites ainsi que les hypothèses adoptées, et puis on l'a conditionné pour faire converger la solution, tout en indiquant un processus itératif pour la charge d'espace sur la périphérie du fil.

Ceci résume de manière très brève notre modélisation sous Comsol, mais en réalité des variables et des paramètres aussi complexes y ont été introduit pour globaliser et traduire les conditions pratique du phénomène étudié. La figure (III.7) montre un exemple non détaillé de notre programme pour donner une vue générale :

- 1- Rubrique de paramétrage.
- 2- Rubrique pour la définition des variables.
- 3- Rubrique pour les dessins géométriques.
- 4- Base de données des matériaux.
- 5- 1^{er} modèle mathématique (EDP forme générale).
- 6- 2^{ème} modèle mathématique (Equation de convection-diffusion).
- 7- Générateur de maillage.
- 8- Rubrique d'étude et de compilation.
- 9- Dossier pour les résultats de simulation.

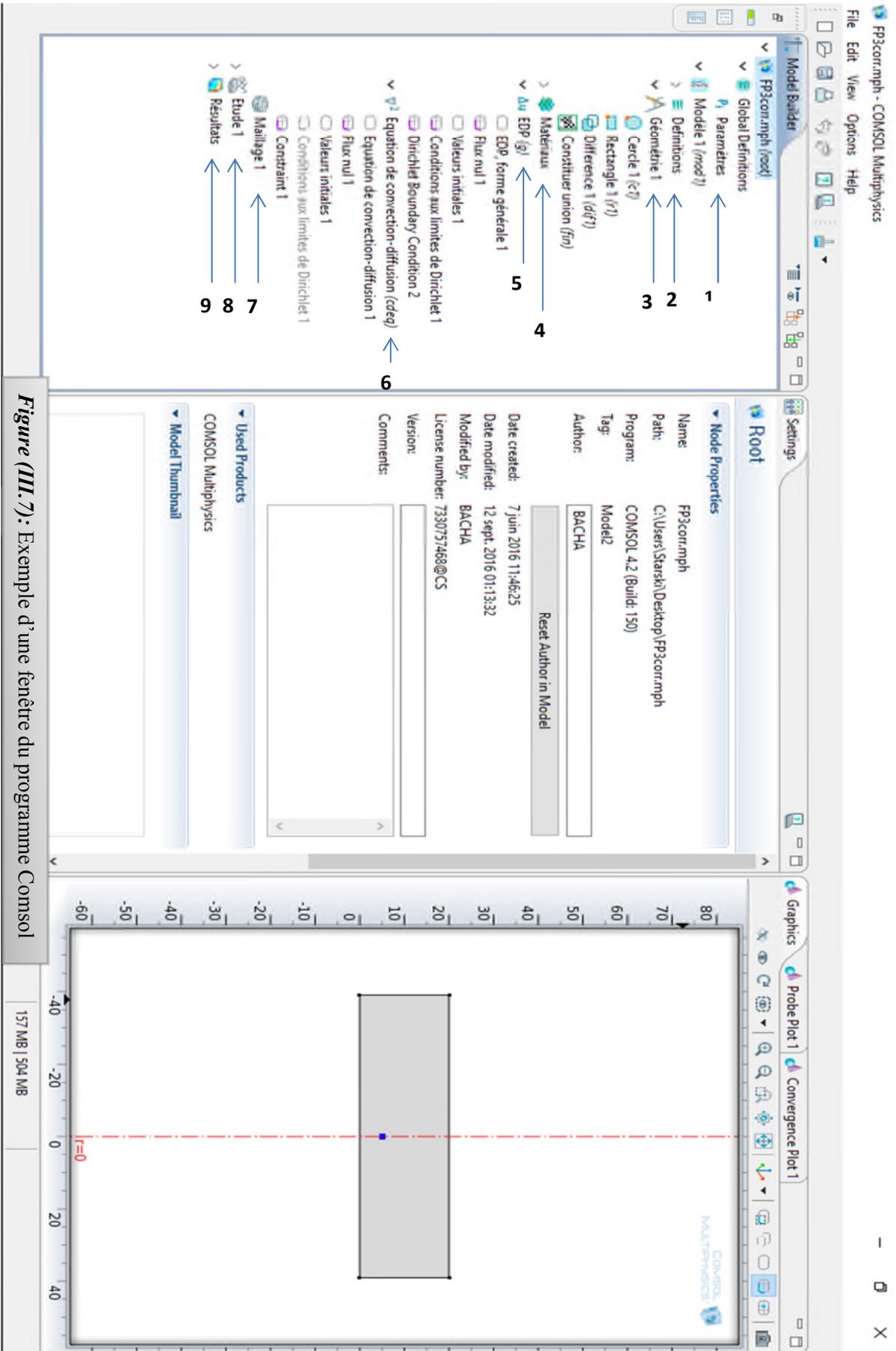


Figure (III. 7): Exemple d'une fenêtre du programme Comsol

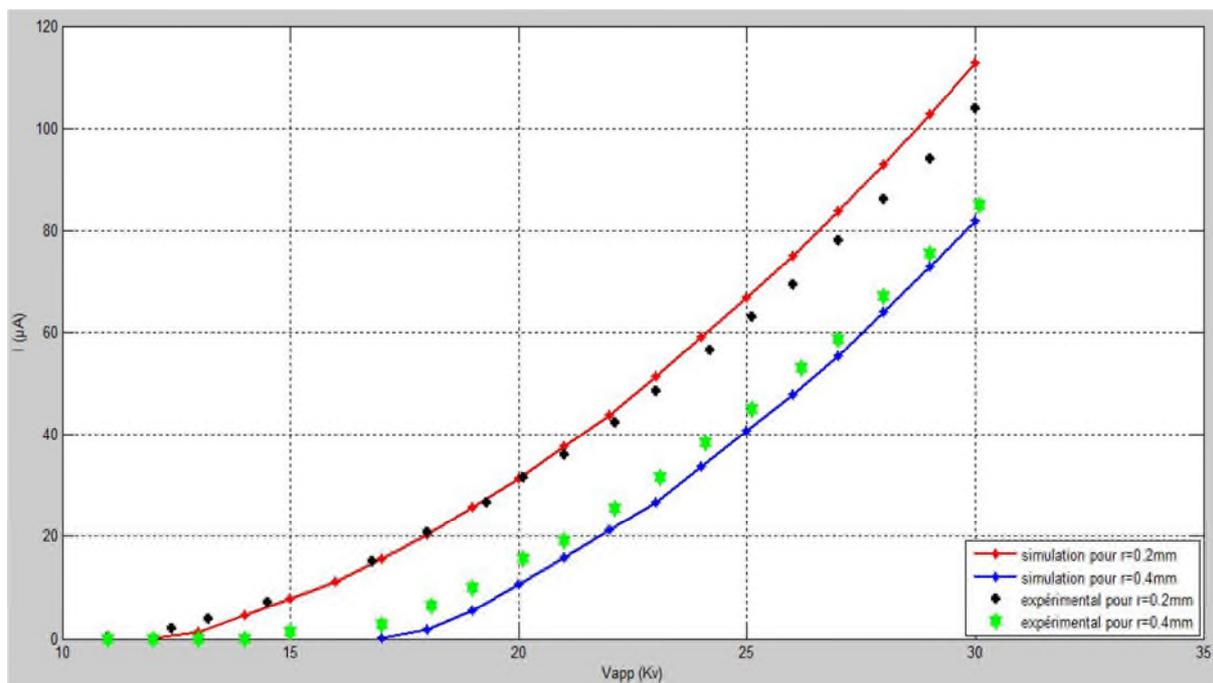
III.7 PRESENTATION DES RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Après avoir construit le modèle simulateur sous l'environnement Comsol multi-physiques, on a lancé quelques compilations pour plusieurs amplitudes de tension appliquées ($V_a=20, 23, 26$ kV). Le rayon de l'électrode active r été de 0.2 et 0.4 mm. L'intervalle inter-électrodes h valait 5 cm. La température de l'air est de 31°C, la pression $P=756.5$ mmHg. La mobilité ionique $\mu=2.10^{-4}$ m².v⁻¹.s⁻¹. La permittivité du vide $\epsilon_0= 8.85.10^{-12}$ F/m.

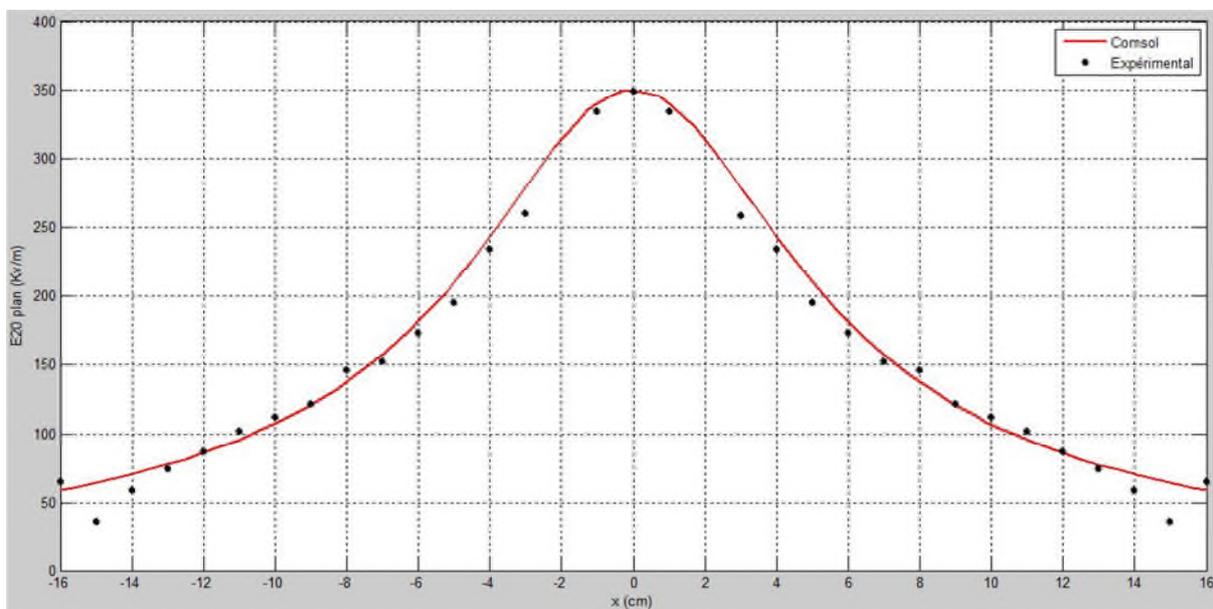
Ces données constituent exactement les mêmes conditions qui ont été prise en considération lors de l'étude expérimentale. Elles ont été choisies volontairement en vue d'effectuer une investigation comparative pour la validation du programme calculateur.

L'étude comparative été effectuée sur plusieurs paramètre de la décharge couronne (La caractéristique $U(I)$, le champ électrique, la densité de courant et la densité volumique de la charge d'espace).

La figure (III.8) montre les caractéristiques courant-tension mesurées au laboratoire et simulées par Comsol pour différentes valeur du rayon du fil ($r=0.2$ mm, et $r=0.4$ mm). Les autres courbes de comparaisons sont représentées dans ce qui suit par les figures (III.9)-(III.10)-(III.11), pour ce qui concerne le champ électrique au plan. Les figures (III.12)-(III.13)-(III.14), pour la densité de courant. Les figures (III.15)-(III.16)-(III.17), pour la comparaison des densités de charges d'espace correspondantes aux différents profils de V_{app} .



Figure(III.8): Comparaison des caractéristiques courant-tension obtenues par la simulation et celles mesurées au laboratoire pour $r=0.2mm$ et $r=0.4mm$.



Figure(III.9): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées du champ électrique E (kV/m) pour $V_{app}=20 kV$.

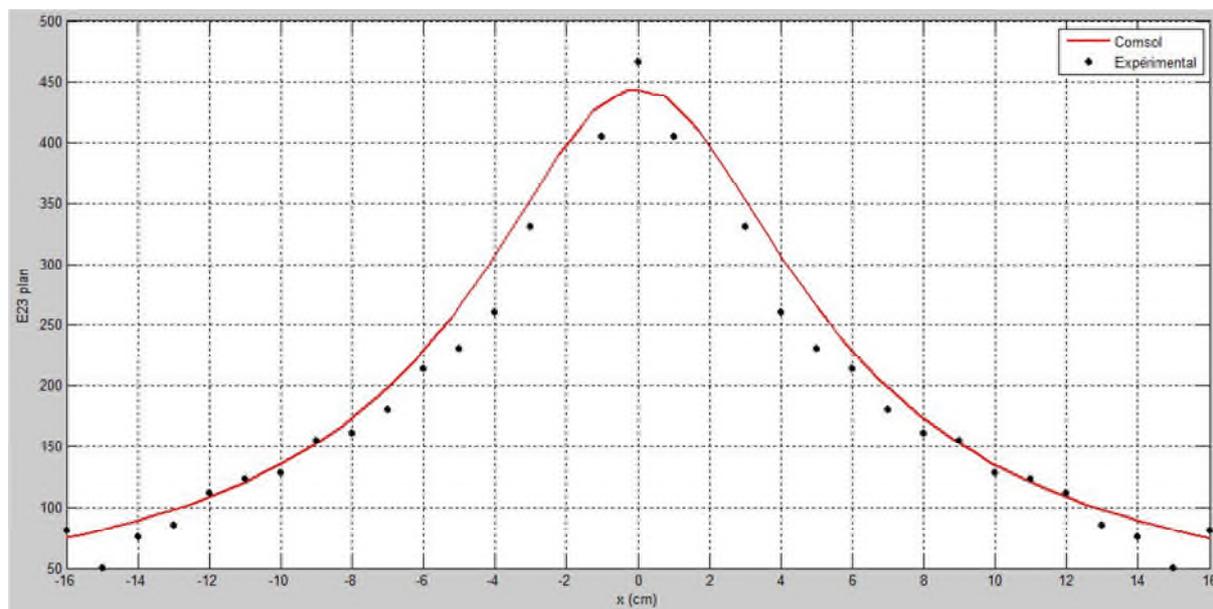


Figure (III.10): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées du champ électrique E (kV/m) pour $V_{app}=23$ kV.

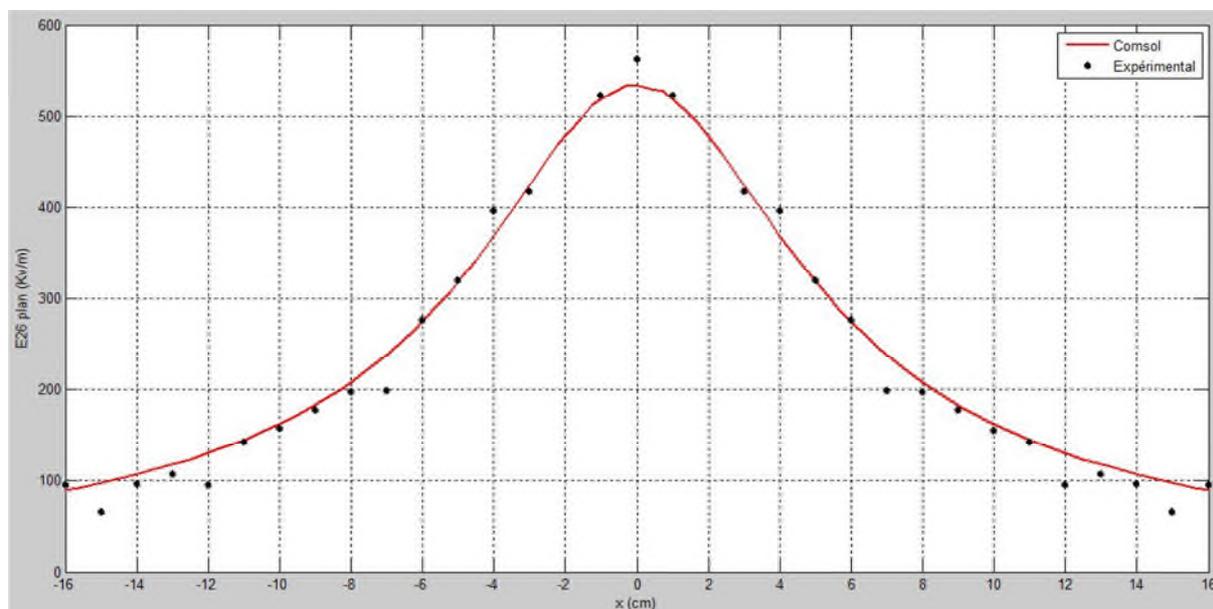


Figure (III.11): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées du champ électrique E (kV/m) pour $V_{app}=26$ kV.

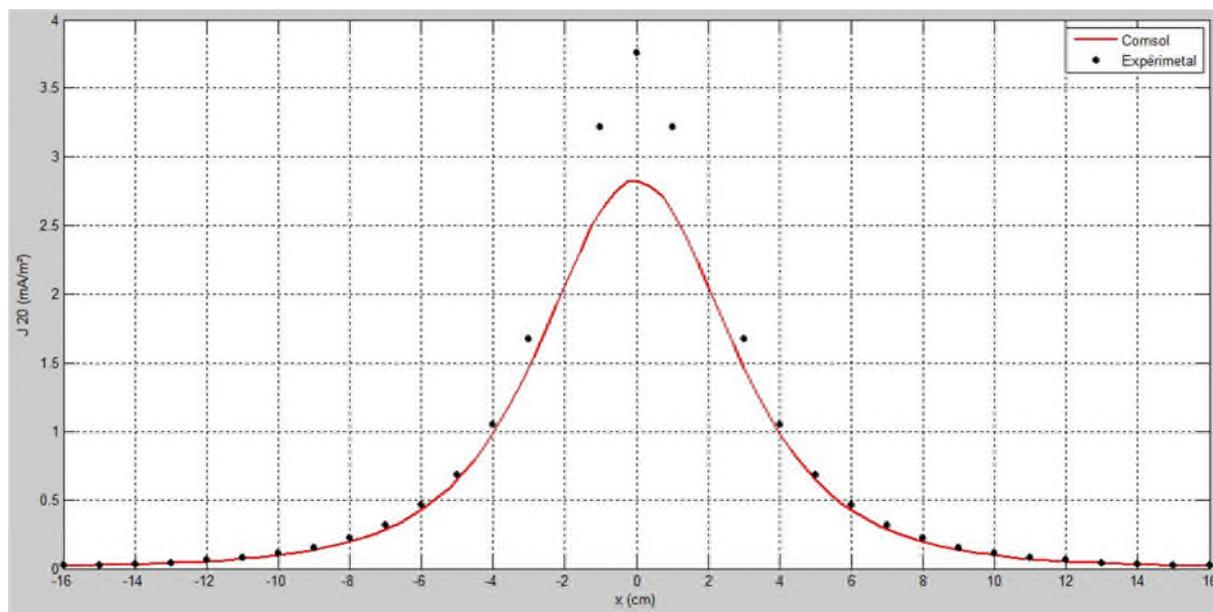


Figure (III.12): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de courant J (mA/m²) pour $V_{app}=20$ kV.

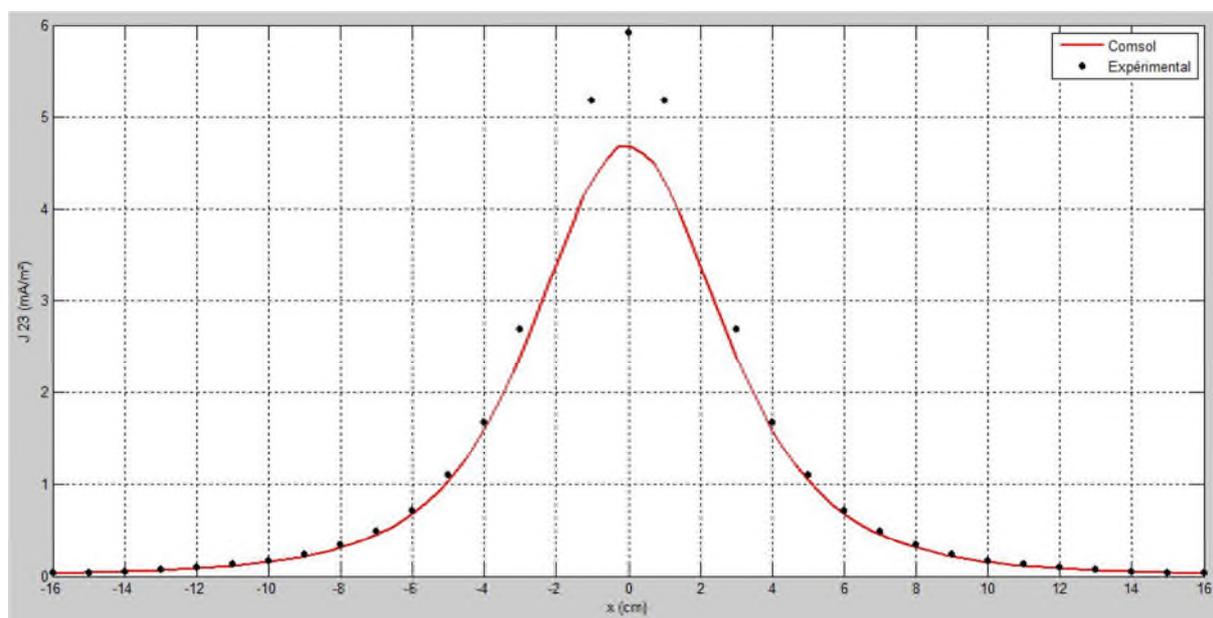
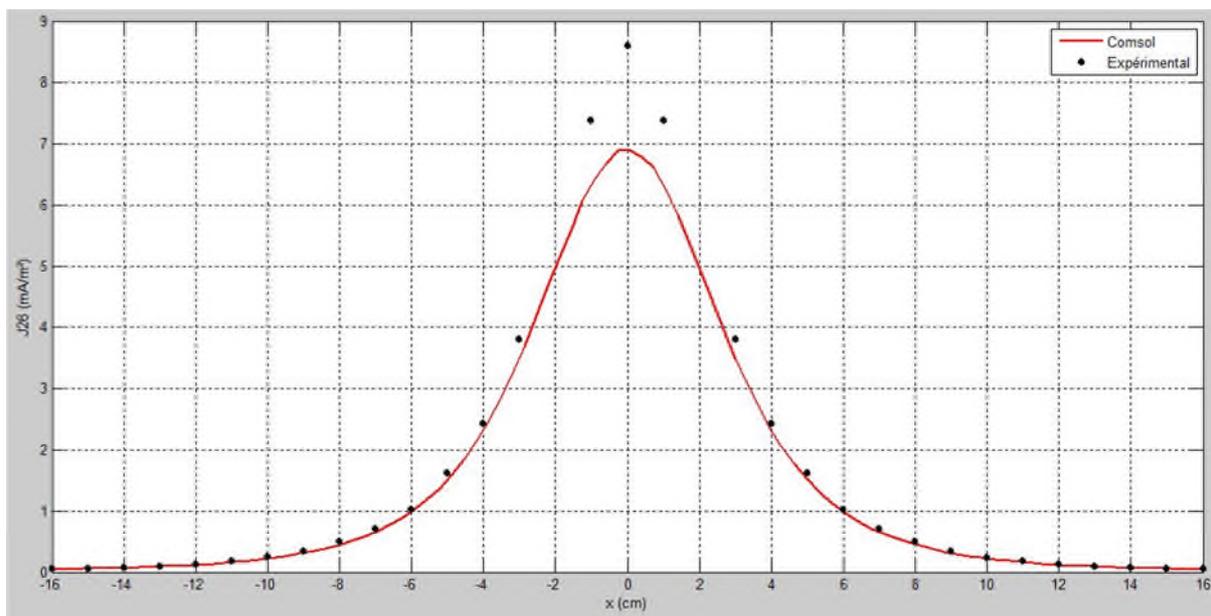


Figure (III.13): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de courant J (mA/m²) pour $V_{app}=23$ kV.



Figure(III.14): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de courant J (mA/m²) pour $V_{app}=26$ kV.

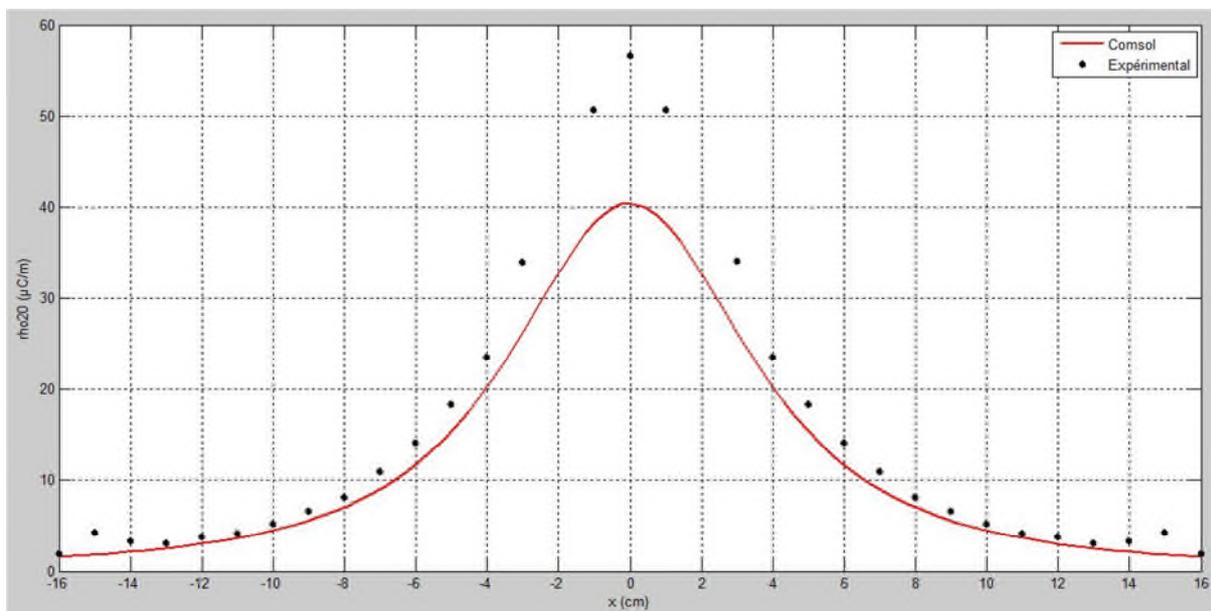


Figure (III.15): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de la charge d'espace ρ ($\mu\text{C}/\text{m}^3$) pour $V_{app}=20$ kV.

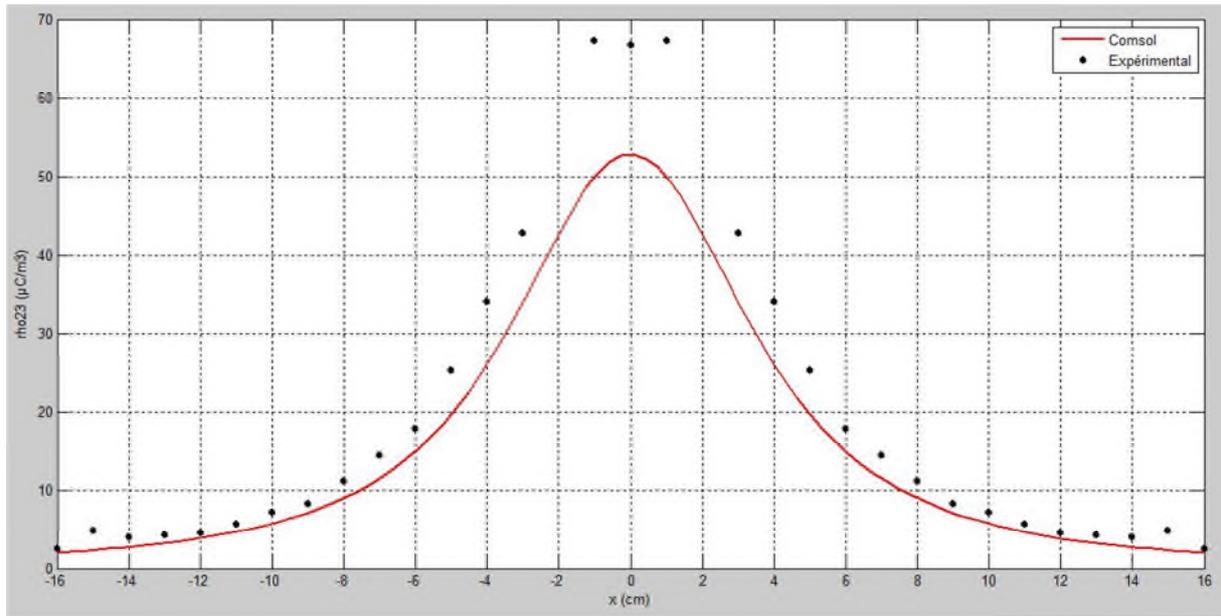


Figure (III.16): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de la charge d'espace ρ ($\mu\text{C}/\text{m}^3$) pour $V_{app}=23$ kV.

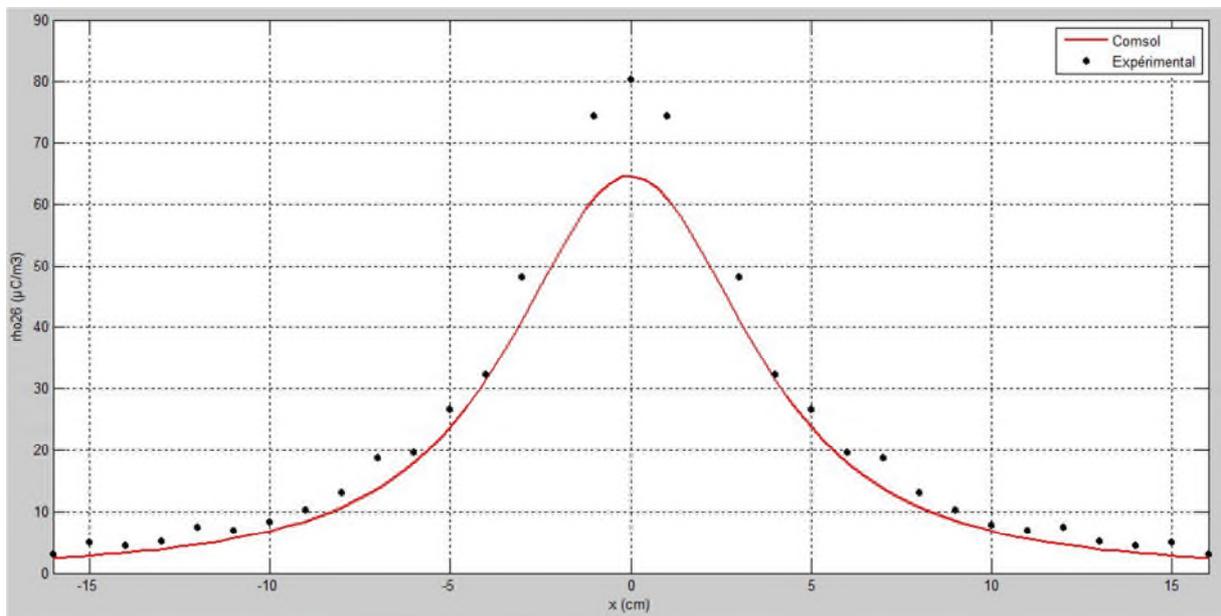


Figure (III.17): Comparaison entre les valeurs mesurées et simulées de la densité de la charge d'espace ρ ($\mu\text{C}/\text{m}^3$) pour $V_{app}=26$ kV.

Les figures comparatives précédentes témoignent donc d'un bon accord entre les valeurs prédites par notre modèle compilateur et les valeurs mesurées des différents paramètres électriques de la décharge. Les anomalies notées entre certains résultats, précisément pour les valeurs de la densité de courant et de la densité de la charge d'espace et particulièrement sous l'électrode active, est compréhensif en tenant compte des différentes erreurs de mesures. En effet, les valeurs du courant collectées par la sonde de Tassicker au milieu du plan est plus importantes en amplitude par rapport à ceux de la simulation. Cela peut être dû aux différentes vibrations des conducteurs causées par les forces électrostatiques.

Il est aussi nécessaire de clarifier que la sonde utilisée est tellement sensible aux courants de fuite dus notamment à l'accumulation de poussière, ce qui peut donc fausser les mesures effectuées. Ou encore, le facteur du changement brusque des conditions atmosphériques qui peuvent aussi causer des irrégularités sur les résultats au cours d'une même série. Mais malgré ces erreurs, on peut dire que notre programme simule avec une précision acceptable et offre de bons résultats que l'on peut prendre en considération en vue de paramétrer ce type de décharge.

De plus, ce compilateur dispose d'une vaste disponibilité de calcul. En effet, si on considère les figures comparatives précédentes, on aperçoit qu'il tient compte dans ces simulations de la variabilité des tensions appliquées ainsi que du rayon du fil choisi. Et plus loin encore, il est capable de calculer même en changeant la hauteur du fil h , les conditions atmosphériques ou bien la valeur de la mobilité ionique.

Il propose aussi une simplicité de prélèvement par ses lignes caractéristiques. Les figures (III.18)-(III.19) concernent respectivement les distributions du potentiel et du champ électrique pour différentes tensions appliquées le long d'une ligne caractéristique de longueur $h=5$ cm et suivant l'axe « y, y' », exactement entre l'électrode active et le plan.

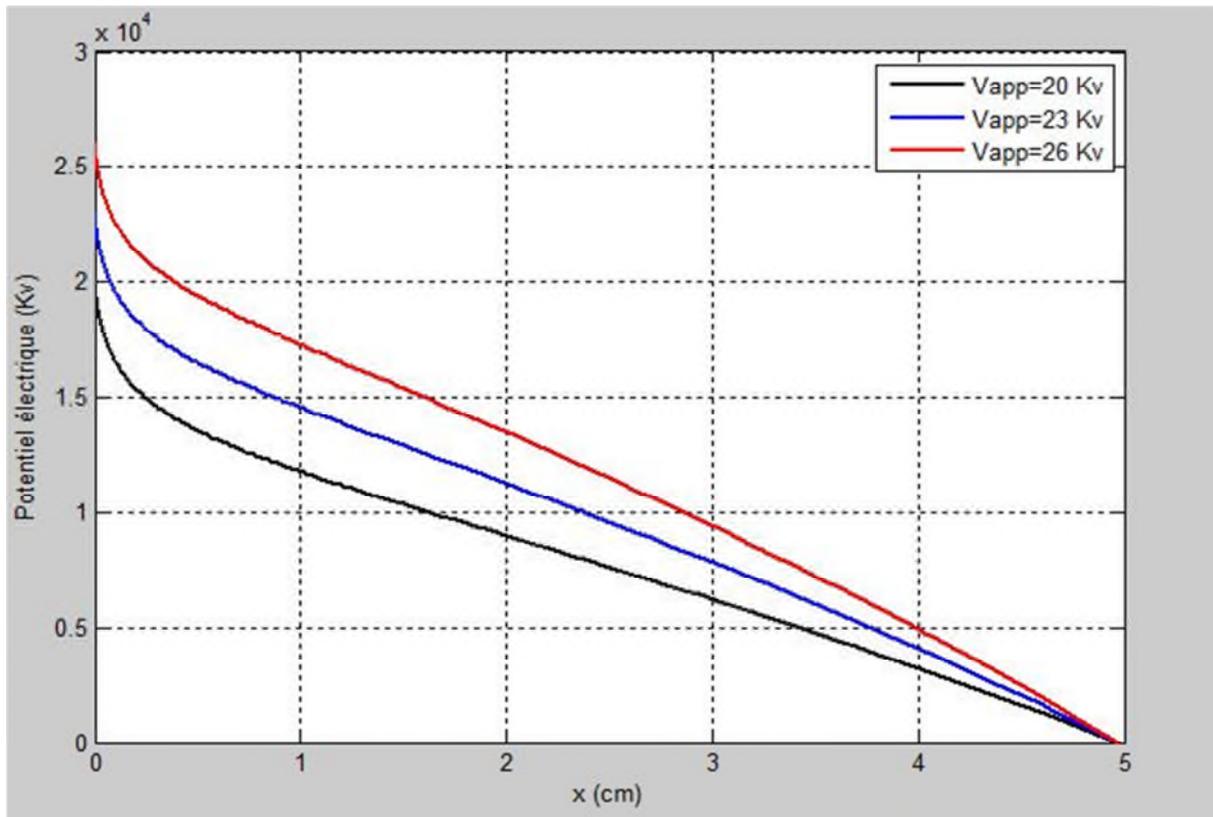


Figure (III.18): Distribution du potentiel (kV) le long d'une ligne caractéristique pour différentes tensions appliquées.

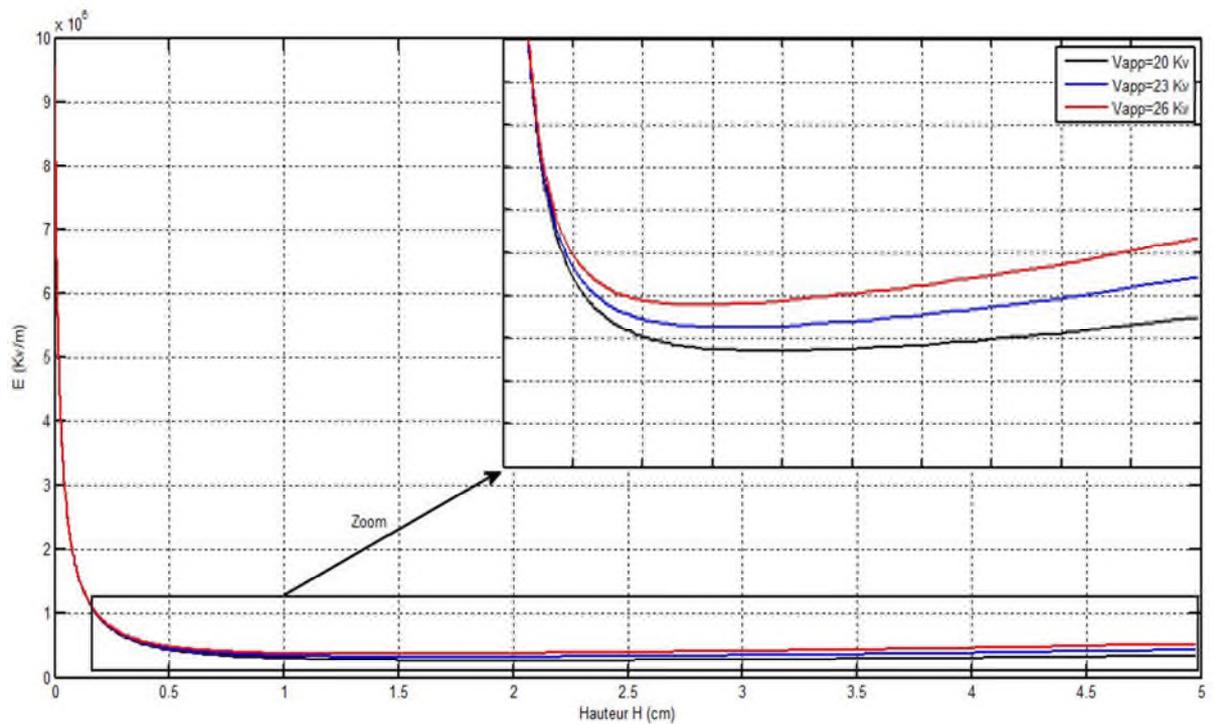


Figure (III.19): Distribution de l'intensité du champ électrique (kV/m) le long d'une ligne caractéristique pour différentes tensions appliquées.

Le programme conçu nous permet aussi de dessiner les distributions spatiales des paramètres de la décharge couronne dans tous le domaine inter-électrode. En effet les figures (III.20)-(III.21)-(III.22)-(III.23)-(III.24), nous exposent respectivement les distributions spatiales du potentiel, du champ, des lignes équipotentiels, des lignes de champ électrique et la dernière nous montre la distribution de la densité de la charge d'espace. Et ceux, pour les mêmes contraintes atmosphériques et coordonnées géométriques précédentes. Avec une tension appliqué qui vaut 26Kv.

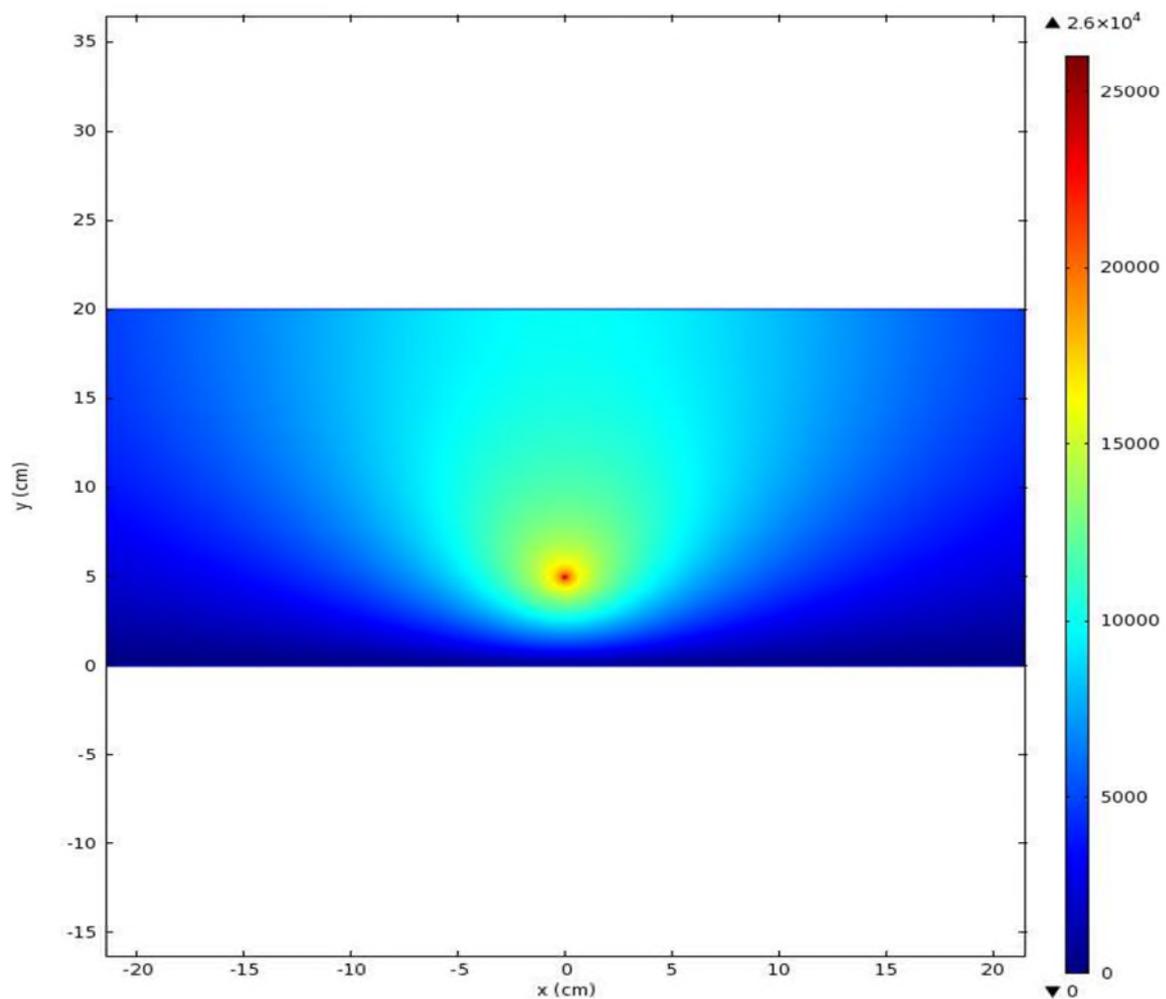


Figure (III.20): Distribution spatiale dans tout le domaine fil-plan du potentiel électrique ϕ (kV), pour $V_{app}=26$ kV.

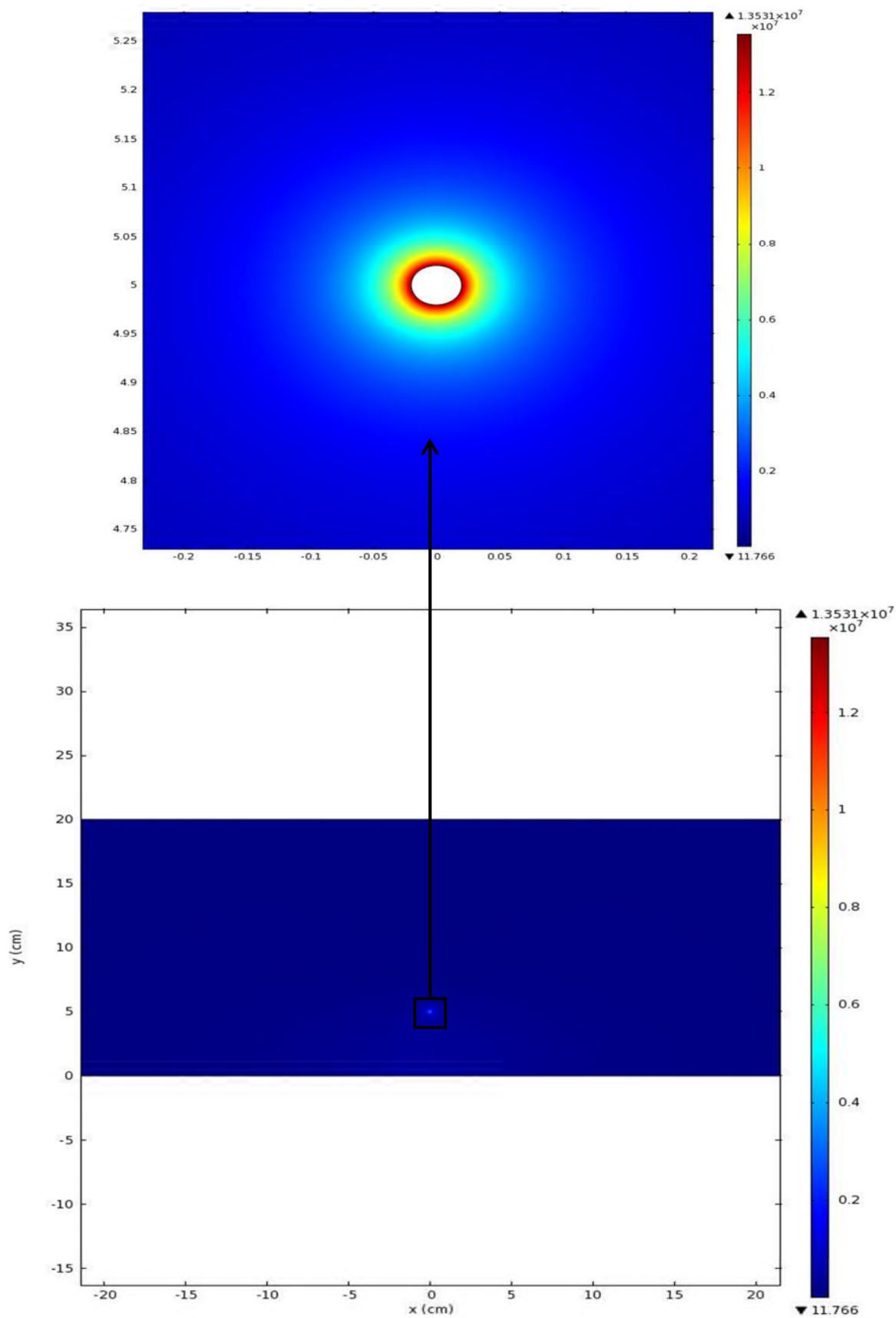


Figure (III.21): Distribution spatial dans tout le domaine fil-plan du champ électrique E (kV/m), pour $V_{app}=26$ kV.

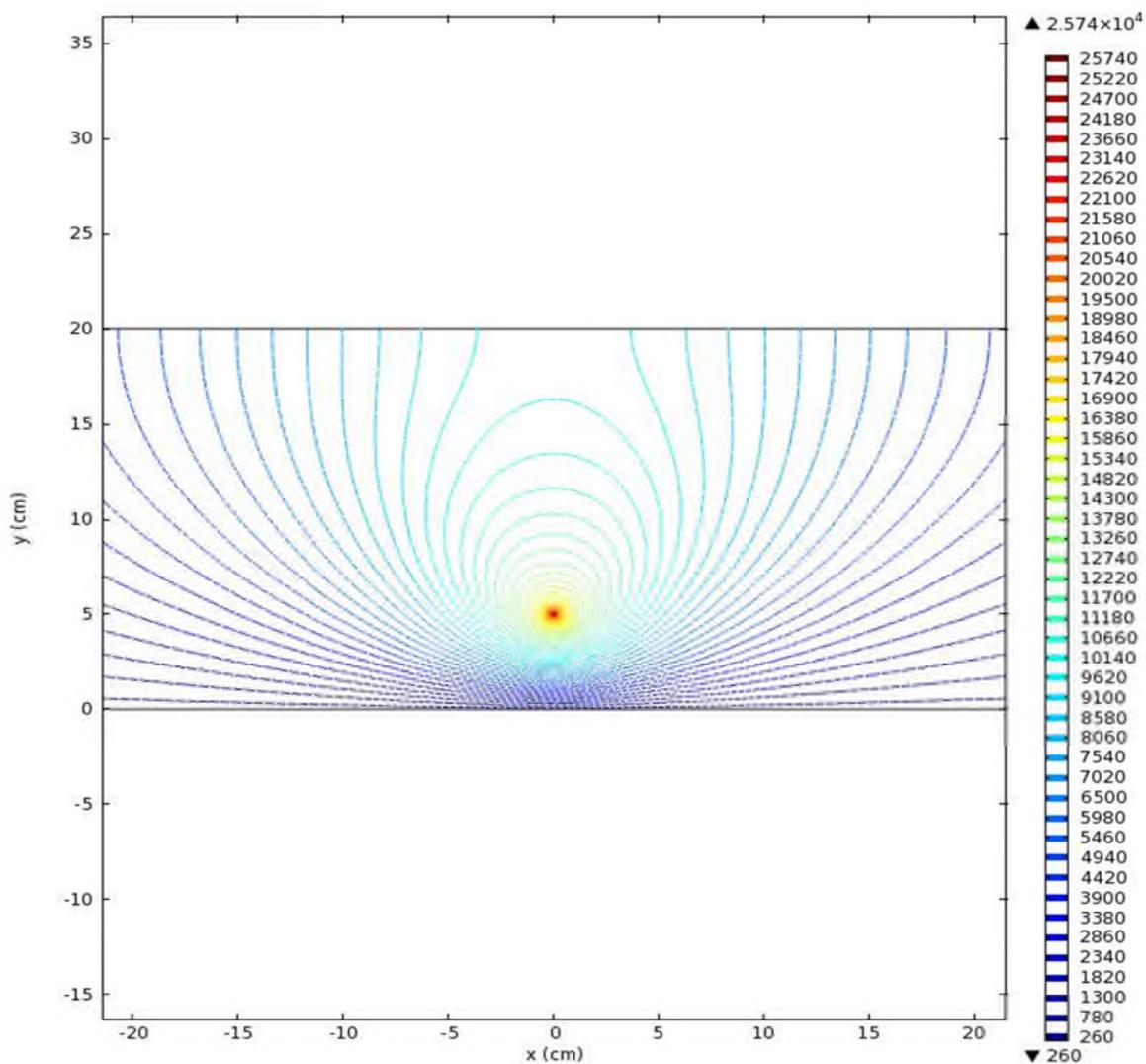


Figure (III.22): Distribution spatial dans tout le domaine fil-plan des équipotentiels pour $V_{app}=26$ kV.

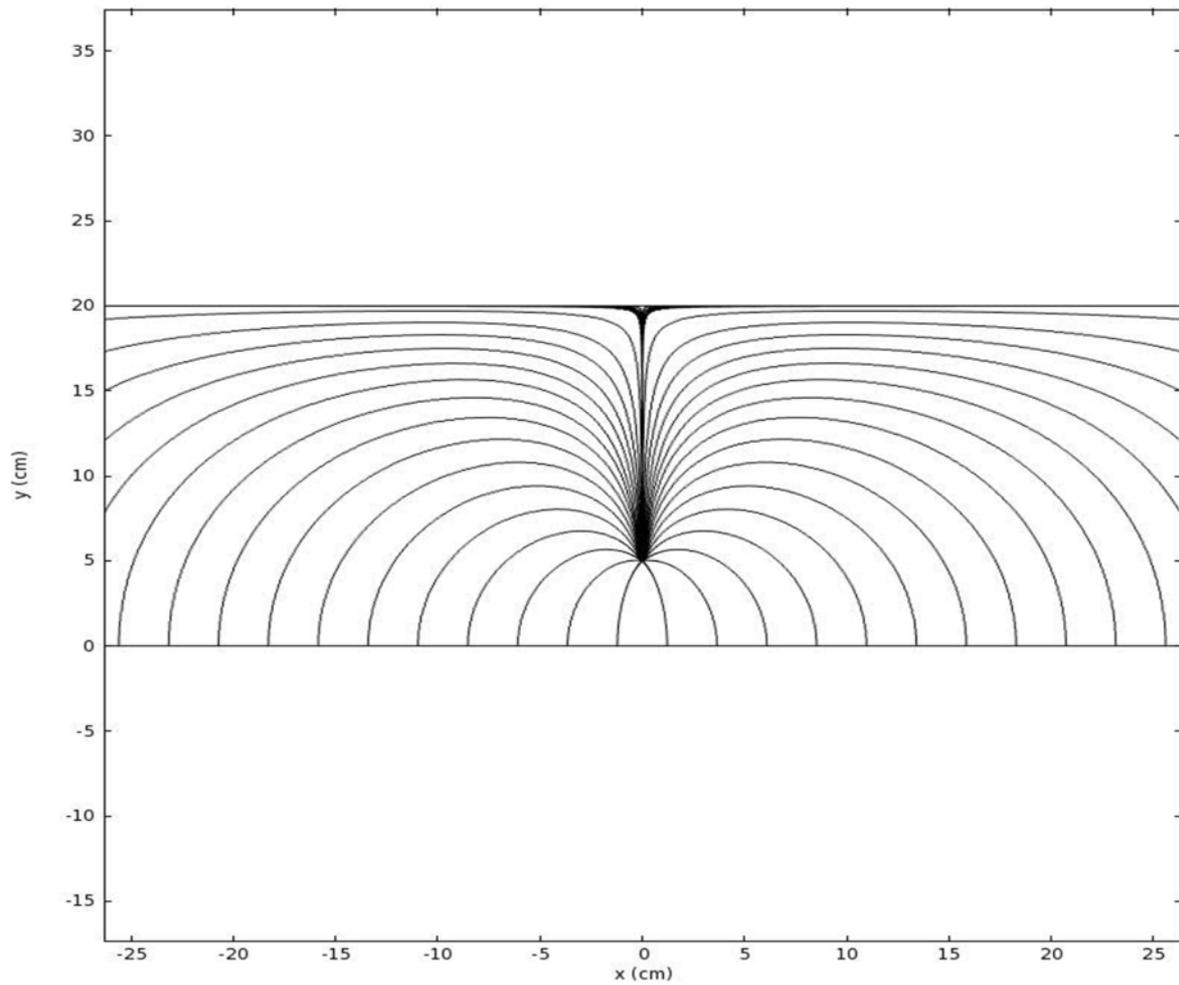


Figure (III.23): Distribution spatial dans tout le domaine fil-plan des lignes du champ électrique E , pour $V_{\text{app}}=26$ kV.

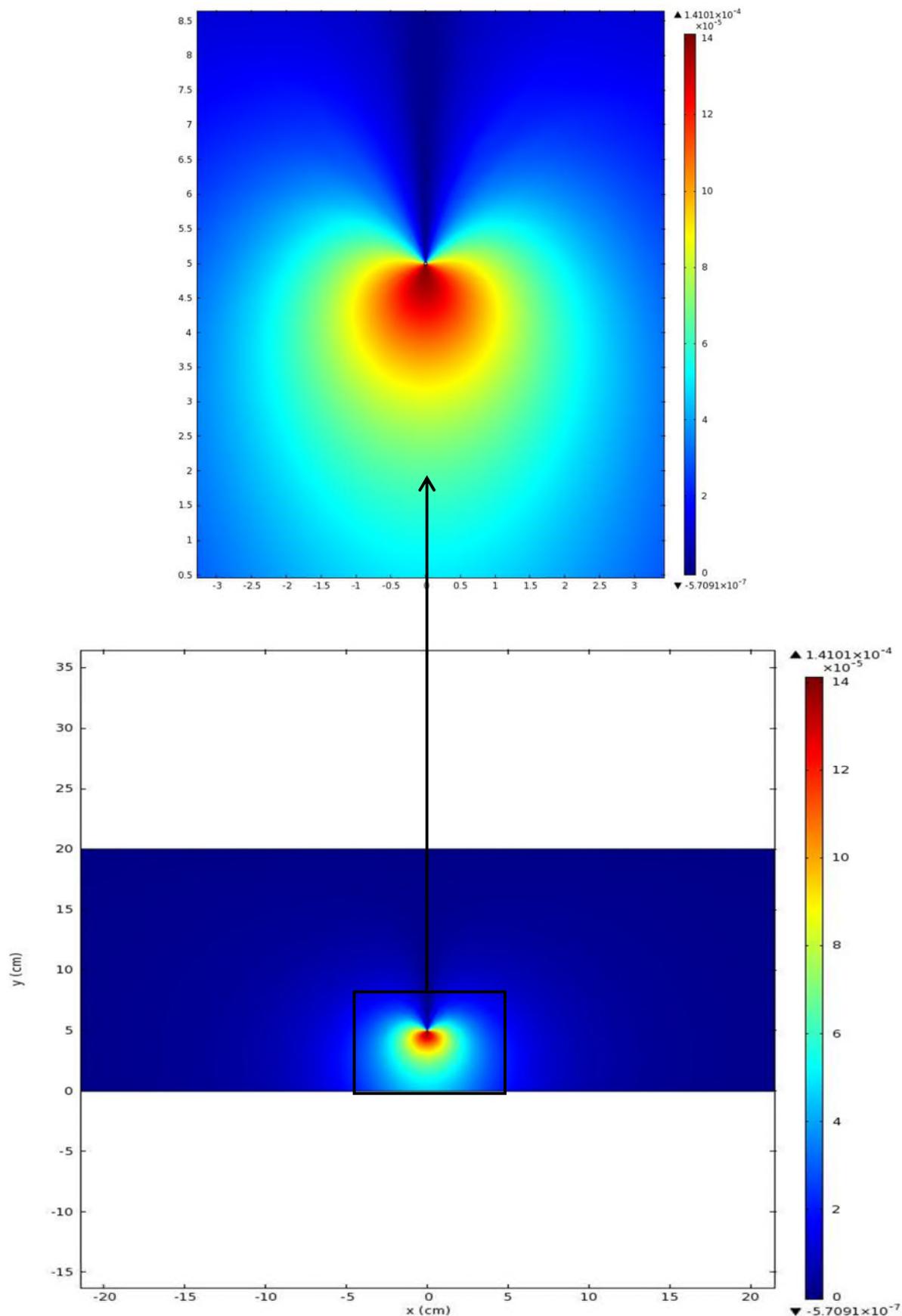


Figure (III.24): Distribution spatiale dans tout le domaine fil-plan de la densité de charge d'espace ρ ($\mu\text{C}/\text{m}^3$), pour $V_{\text{app}}=26$ kV.

III.8 CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons tenté de rassembler tous les éléments et moyens numériques et informatiques dont on a eu besoin, à fin de mettre en équations et résoudre le problème couplé du champ électrique-charge d'espace. Nous avons mis en évidence l'intérêt de la méthode des éléments finis dans la simplification et la résolution des systèmes complexes ne possédant pas de frontières connues au préalable. Nous avons essayé de rédiger une méthodologie pour cet outil mathématique pour comprendre ces étapes et ces conditions analytiques tout en présentant les hypothèses de simplification jadis adoptées par plusieurs auteurs.

Par la suite, nous avons réalisé un programme de simulation par Comsol Multiphysics 4.2, en y intégrant notre système d'équations. Ce programme tient compte de la méthode des éléments finis et consiste à trouver les valeurs de E et de ρ de façon itérative jusqu'à ce que la condition sur le champ électrique au niveau de la périphérie du fil soit satisfaite.

Lors de notre programmation, l'hypothèse de Deutsch n'a pas été prise en considération. Faute de quoi, elle fausse les résultats et conduit à un mauvais dimensionnement lors des conceptions technologiques. Par contre l'hypothèse de Kaptzov a été adoptée et posée comme condition d'arrêt pour la procédure itérative de résolution. Vers la fin de cette partie, une étude comparative des résultats de simulation et ceux d'expérimentation y a été mise en œuvre, et les résultats témoignent donc de la crédibilité numérique du programme et de sa méthode de résolution.

CONCLUSION GENERALE

Le but de ce présent travail est consacré à l'étude de la décharge couronne monopolaire dans l'air à la pression et température atmosphériques. Il est constitué principalement de trois chapitres. Le premier constitue l'étude théorique de la décharge couronne. On y a introduit quelques connaissances bibliographiques de bases pour connaître les théories et les constatations nécessaires qui gravitent autour de ce phénomène. On y trouve aussi quelque outil scientifique tel la loi de Paschen et le critère de claquage de Townsend...etc. Le deuxième est en réalité l'étude expérimentale que nous avons réalisée, afin de mesurer les paramètres électriques de cette décharge sur l'électrode plane mise à la terre, dans le but d'avoir des données de comparaison. Le dernier chapitre présente une étude numérique de la décharge couronne. On l'a commencé par la formulation mathématique du problème couplé champ électrique-charge d'espace et on a expliqué ses étapes de résolution. On a expliqué aussi de manière brève notre programme de simulation. Puis, on a comparé les résultats de compilation avec ceux de la partie expérimentale.

L'étude expérimentale a été menée au laboratoire de la haute tension de l'université de Béjaia. En utilisant un dispositif fil-plan construit au cours de cette année. La technologie de mesure utilisée été celle de la sonde polarisée de Tassicker qui a donc été mise en place sur la configuration fils-plan. Les mesures que nous avons effectuées sont les courants récoltés par la sonde polarisée pour différentes tensions de polarisation du plan de mesure, qui sont par la suite, transcrit dans un code de calcul sous Matlab pour avoir le champ électrique, la densité de courant et la densité de la charge d'espace lors de la décharge couronne continue positive au niveau du plan.

Les distributions du champ électrique et de la densité de courant ainsi que la charge d'espace sur l'électrode plane présentent toutes un même profil (Cloche). En effet, les valeurs les plus élevées sont relevées 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 tendent vers l'annulation. Ces valeurs sont fortement influencées par la tension appliquée et le rayon de l'électrode active. Plus le fil est de faible rayon de courbure, plus les paramètres de la décharge sont imposants.