



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar – El OUED

Faculté de Technologie

Département génie électrique

MEMOIRE DE FIN D'ETUDE

En vue de l'obtention du diplôme du Master en électrotechnique

Option : Réseaux électriques

THEME

**Amélioration de la rigidité
diélectrique d'un système tige _
barrière – plan**

Dirigé par :

Dr. KHECHEKHOUCHE Ali

Présenté par :

BELIMI Brahim moncef

Promotion : Juin 2024

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

À ma très chère mère, source inépuisable de tendresse, de patience et de sacrifice, je te serai reconnaissant toute ma vie, qu'Allah t'accorde

longue vie dans la santé

À mon père, mon premier encadrant, depuis ma naissance, ma réussite est la tienne, qu'Allah

t'accorde longue vie dans la santé.

Comme nous offrons humblement ce travail à tous les membres de la famille, les proches et les amis.

"....."

Remerciement

Je remercie Allah de m'avoir accordé la patience, le courage, la volonté et la motivation qui m'ont permis d'achever ce travail. J'exprime ma profonde gratitude, mon grand respect et ma sincère reconnaissance à mes directeurs de thèse Dr. Khechekhouche Ali pour avoir assumé la lourde responsabilité de m'encadrer, Aux membres du jury qui ont bien voulu juger mon travail ainsi que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à ma formation; et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude.

Listes des figures

Liste des figures:

Numéro	Titre	Page
Figure 1.1	Un schéma des caractéristiques tension-courant d'une décharge	06
Figure 1.2	Processus de multiplication d'électrons conduisant à une avalanche d'électrons	06
Figure I.3	Courbe de Paschen pour l'air	08
Figure I.4	Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de la décharge couronne	11
Figure 2.1	Déformation du champ électrique en présence de la barrière	18
Figure 2.2	Influence des barrières trouées	20
Figure 2.3	Equivalence entre le système pointe-barrière-plan et l'association série pointe-plan ($d = 5 \text{ cm}$)	24
Figure 3.1	Figure 3.1 Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$)	28
Figure 3.2	Figure 3.1 Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$)	28
Figure 3.3	Influence de la tension appliquée sur le champ électrique au plan ($2L = 15 \text{ cm}$, $e = 2.1 \text{ mm}$, $a/d = 0\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 5,8$).	29
Figure 3.4	Influence de la distance "d" entre les électrodes sur la variation du champ électrique <i>en fonction de la tension</i> appliquée V ($2L = 15 \text{ cm}$, $e = 2.1 \text{ mm}$, $a/d = 0\%$, $\epsilon_r = 5,8$).	30
Figure 3.5	Influence de la position de la barrière sur le champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée V ($2L = 15 \text{ cm}$, $e = 2.1 \text{ mm}$, $d = 5 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 5,8$)	30
Figure 3.6	Influence de la barrière perforée au centre sur le champ électrique ($V = 22 \text{ kV}$, $a/d = 20\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$).	32
Figure 3.7	Influence du nombre des barrières sur le champ électrique ($a/d = 20\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 5,8$).	33
Figure 3.8	Influence de la position de la seconde barrière sur le champ électrique ($V = 22 \text{ kV}$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 5,8$).	34
Figure 3.9	Influence de la permittivité relative ϵ_r sur la variation du champ	35

Listes des figures

	électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$)	
Figure 3.10	Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ($a/d = 0\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $e = 2.1 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 5,8$)	36
Figure 3.11	Influence de l'épaisseur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ($a/d = 0\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$, $\epsilon_r = 5,8$).	36
Figure 3.12	Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan ($a/d = 0\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$).	37
Figure 3.13	Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan ($V = 22 \text{ kV}$, $a/d = 0\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$).	38
Figure 3.14	Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $e = 5 \text{ mm}$, $\sigma = 0.0235 \text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$)	39
Figure 3.15	Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $\sigma = 0.0235 \text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$)	39
Figure 3.16	Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $e = 5 \text{ mm}$, $\sigma = 1 \text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$).	40
Figure 3.17	Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $\sigma = 0.0235 \text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$)	40
Figure 3.18	Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $e = 5 \text{ mm}$, $\sigma = 1 \text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$).	41
Figure 3.19	Distribution du champ au plan pour une barrière polluée et une barrière conductrice ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$, $e = 5 \text{ mm}$, $e_p = 0.1 \text{ mm}$)	41

Listes des tableaux

Liste des tableaux:

Numéro	Titre	Page
Tableau 1.1	Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe	14
Tableau 2.1	Paramètres de la décharge dans l'air pour différents matériaux	21
Tableau 2.2	Courant maximum de décharges dans le cas d'un état de surface différent de la barrière	21

Tableau de matière

Tableau de matière:

Remerciement.....	I
Dédicace.....	II
Liste de figure.....	7
Introduction générale	2

Chapitre 1: Généralités sur le Décharges Électriques

1.1. Introduction	5
1.2. Décharges électriques dans l'air	5
1.2.1. Bases de l'électrostatique aérienne.....	5
a- Electrons primaires.....	5
b-. Ionisation.....	5
c - Excitation.....	6
d-. Recombinaison.....	6
e- Attachement	6
f-. Photo-ionisation.....	6
1.2.2. Décharge Townsend.....	7
1.2.3 Décharge streamer.....	10
1.3. Effet couronne.....	12
1.4.1 Développement de la décharge couronne	13
1.4.2. Champ seuil de la décharge couronne.....	13
1.5. Paramètres influant sur le développement décharge.....	15
1.5.1. Paramètres atmosphériques	15
1.5.2. Présence de particules conductrices dans l'air.....	15
1.5.3. Influence du matériau de la pointe.....	15
1.6. Conclusion	16

Chapitre 2: Influence Des Barrière dans les intervalles d'air pointe -plan

2.1. Introduction.....	19
2.2. Paramètres définissant nature de la barrière	19
1. La résistivité transversale.....	19
2. La résistivité superficielle	20
3. constante diélectrique ou permittivité relative (ϵ_r).....	20
2.3. Influence des paramètres liés à l'effet de la barrière	20
1. Influence du type de tension.....	21

Tableau de matière

2 Influence de la polarité de l'électrode pointe.....	21
3. Influence de la position de la barrière	21
4. Influence de la largeur de la barrière.....	22
5. Influence de l'épaisseur et de la permittivité	22
6. Influence de la barrière trouée	23
7. Influence du matériau de la barrière	23
8. Influence de l'accumulation de la charge d'espace	24
9 Influence des pré décharges	25
10. Influence de la longueur de l'intervalle.....	25
11. Influence de la barrière polluée.....	25
12. Influence de la barrière conductrice.....	25
2.4. Conclusion	28

Chapitre 3: Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles

3.1. Introduction.....	31
3.2 Distribution du champ électrique -Tension alternative	31
3.2.1. Champ électrique avec barrière propre.....	31
1. Champ électrique avec et sans barrière	31
2. Influence de la tension appliquée	32
3. Influence de la distance entre électrodes	33
4. Influence de la position de la barrière	34
5. Influence des barrières perforées	35
6. Influence du nombre de barrières	36
7. Influence de la permittivité de la barrière.....	38
8. Influence des dimensions de la barrière	39
3.2.2. Cas d'une barrière conductrice	41
3.2.3. Champ électrique avec barrière polluée.....	42
1 .Influence de l'épaisseur de la couche de pollution.....	43
a) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode HT).....	43
b) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode mise à la terre)	44
c) Barrière complètement polluée	44
3.2.4. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice.....	45
3.3. Conclusion.....	46
Conclusion Générale.....	49
Références Bibliographiques	50

Tableau de matière

Résumé.....51

Introduction

générale

Introduction

Les développements actuels de la technologie haute tension obligent les chercheurs à se lancer dans des projets de plus en plus complexes, coûteux et soumis à des règles de sécurité de plus en plus strictes. Pour mener à bien ces projets, les chercheurs ont besoin de modèles capables de simuler le comportement de systèmes physiques complexes.

La modélisation est la première phase de conception qui permet de décrire l'ensemble des phénomènes électriques, magnétiques et mécaniques de la structure étudiée.

Dans le domaine des hautes tensions, les systèmes point-plan se sont avérés les moins rigides en termes de rigidité diélectrique [1-4]. En fait, ce système présente la tension de claquage la plus faible [5]. De plus, il couvre les systèmes d'isolation réels qui sont les plus à risque pendant le fonctionnement. En polarité positive, le système est moins rigoureux. Cela reflète l'importance d'utiliser de telles configurations dans les études liées à la rigidité diélectrique de l'air et au conditionnement de l'isolation.

La détermination du champ électrique et de la répartition de la charge d'espace entre deux électrodes est difficile en raison de plusieurs facteurs. Premièrement, il existe une interférence mutuelle entre le champ électrique et la charge d'espace injectée. Dans ce cas, la géométrie de l'électrode « point-plan » est relativement complexe.

Des barrières isolantes peuvent être utilisées dans les interstices pour augmenter la résistance diélectrique des systèmes d'isolation de l'air [6-9]. Ces barrières peuvent augmenter la tension de claquage en augmentant la distance que la décharge doit parcourir. La barrière attire également des charges qui peuvent modifier la distribution du champ électrique, augmentant encore la tension de claquage. La littérature sur les barrières indique que la résistance diélectrique à tension positive peut être augmentée jusqu'à trois fois par rapport aux pièces sans barrière [10].

Objectifs de cette étude :

Notre objectif est de déterminer la distribution du champ électrostatique. Les éléments finis (à l'aide de COMSOL) dans les entrefers ponctuels interprètent mieux les effets des barrières en tant qu'électrostatiques et leurs propriétés de perturbation géométrique. Cette distribution de champ est déterminée par la présence de charges d'espace (positives ou négatives) dans différentes parties de l'intervalle compte tenu du type de barrière, de sa forme (largeur, épaisseur) et de son état de surface.

Chapitre I :
Généralités sur les
Décharges Électriques

1.1 Introduction

Avant de se lancer dans l'étude de la distribution du champ électrique dans les entrefers point-barrière-plan, rappelons les termes de base régissant le processus des décharges électriques dans l'air et une description des numéros de méthode couramment utilisés dans l'ingénierie à haute tension. Application donnée.

Tout d'abord, nous examinons la décharge dans l'air et développons la théorie des électrons primaires à la décharge corona. Nous décrivons ensuite le processus de développement du streamer et terminons par la présentation d'un modèle et de méthodes numériques de calcul du champ électrique.

1.2. Décharges électriques dans l'air

1.2.1 Bases de l'électrostatique aérienne

La présence d'espèces chargées dans les gaz exposés à un champ électrique (quelle que soit leur source) donne lieu à divers processus dus au transfert d'énergie du champ électrique vers les porteurs de charge.

En particulier, les collisions de particules chargées et neutres dans les gaz peuvent conduire à [11-14].

a- Electrons primaires :

Les électrons libres n'existent que pendant une courte période dans l'air lorsqu'ils ne sont pas exposés à un champ électrique élevé. Normalement, après génération, ils sont capturés par les rayons cosmiques et transformés en ions négatifs. Celles-ci ont généralement des densités de l'ordre de la centaine par centimètre cube [14].

b. Ionisation: $e^- + A \rightarrow A^+ + 2e^-$:

Les électrons éjectés dans ce processus accélèrent dans le champ électrique, entrent en collision avec des molécules neutres et se fixent à la vitesse de dérive.

S'il y a suffisamment d'énergie, les collisions libèrent de nouveaux électrons et ions positifs. Ce processus est cumulatif, quantifié par Townsend et conduit à la formation d'avalanches d'électrons. À mesure que le nombre d'électrons et de cations augmente, l'air devient moins conducteur et ne conduit pas rapidement à la décomposition [14].

c- Excitation : $e^- + A \rightarrow A^* + e^-$:

Si les électrons ont suffisamment d'énergie pour provoquer l'ionisation, il y a généralement suffisamment d'énergie faible pour exciter les atomes neutres sans éjecter d'électrons. En revenant à l'état fondamental, ces atomes émettent de la lumière visible ou ultraviolette. Cette propriété est souvent utilisée pour indiquer la présence d'ionisation [14].

d- Recombinaison : $A^+ + e^- \rightarrow A + h\nu$:

C'est le processus qui conduit à la perte de porteurs de charge dans le gaz. La recombinaison se produit entre les cations et les électrons comme le montre l'équation, ou entre les cations et les anions lorsqu'ils sont présents dans les gaz, comme dans l'air. L'énergie excédentaire de la réaction peut être transférée aux photons et aux troisièmes particules impliquées dans le processus [15].

e- Attachement : $e^- + A \rightarrow A^-(+h\nu)$:

Certains atomes ou molécules de gaz sont caractérisés par une soi-disant affinité électronique, leur permettant d'accepter des électrons dans leurs enveloppes électroniques externes. Ces particules ont des énergies potentielles plus faibles pour les ions négatifs que l'état fondamental. Pour l'air, les principaux composants électro-négatifs sont les molécules O_2 , CO_2 et H_2O . Les électrons libres dans le gaz sont piégés pendant le processus de dépôt et forment des ions négatifs [15].

f- Photo-ionisation: $A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$:

Sous l'action du champ électrique, des molécules de gaz neutre sont excitées, par exemple par bombardement électronique. La désactivation de l'état excité produit un photon dont l'énergie $h\nu$ (où h est la constante de Planck et ν est la fréquence de rayonnement) correspond à l'énergie d'excitation de la molécule. Les photons sont absorbés et excités par des molécules adjacentes, suivis d'une cascade d'extinction et d'émission de photons. Un tel processus est appelé transport radiatif résonnant et est typique des rejets dans des gaz purs tels que l'azote. Dans les mélanges, l'énergie des photons émis par un type de molécule excitée peut être supérieure au potentiel d'ionisation d'un autre type de molécule. Par conséquent, l'absorption d'un photon par une telle particule peut conduire à son ionisation donnée par l'équation ci-dessus. Ce processus est typique de l'air où les molécules d'oxygène sont ionisées par des photons émis par des molécules d'azote excitées [15].

Décharge Townsend

Dans la partie montante de la caractéristique tension-courant correspondant à la décharge de Townsend (Fig. 1), l'électron acquiert suffisamment d'énergie lors de la collision pour provoquer l'ionisation par impact des molécules de gaz. L'intensité de l'ionisation par impact est exprimée par le premier coefficient d'ionisation de Townsend α [cm⁻¹]. C'est le nombre d'électrons que le premier électron produit par unité de longueur de trajet dans le champ électrique dû à l'ionisation. Le nombre d'électrons à l'anode après la distance d $n = n_0 e^{\alpha d}$ à partir du premier électron n_0 .

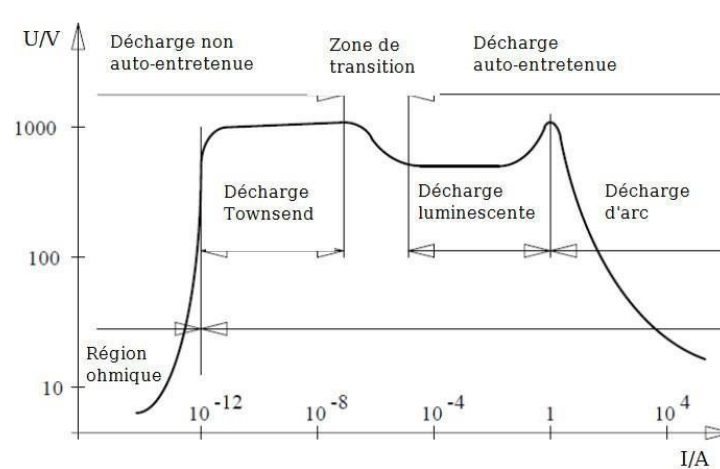


Figure 1.1 : Un schéma des caractéristiques tension-courant d'une décharge [15].

Cette augmentation exponentielle du nombre d'électrons $e\alpha d$ est due au fait que chaque nouvel électron créé gagne de l'énergie du champ et crée de nouveaux électrons. Ce processus est appelé avalanche d'électrons dans la littérature et est représenté schématiquement sur la figure 1.2 [16].

Le coefficient d'ionisation α est une propriété intrinsèque des gaz, est le champ électrique $E \rightarrow$ et la pression du gaz p (ou densité $N = p/kT$, où k est la constante de Boltzmann et T est la température du gaz), généralement exprimée en fonction de la pression (densité) dans le champ réduit E/p . (ou E/N):

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (1.1)$$

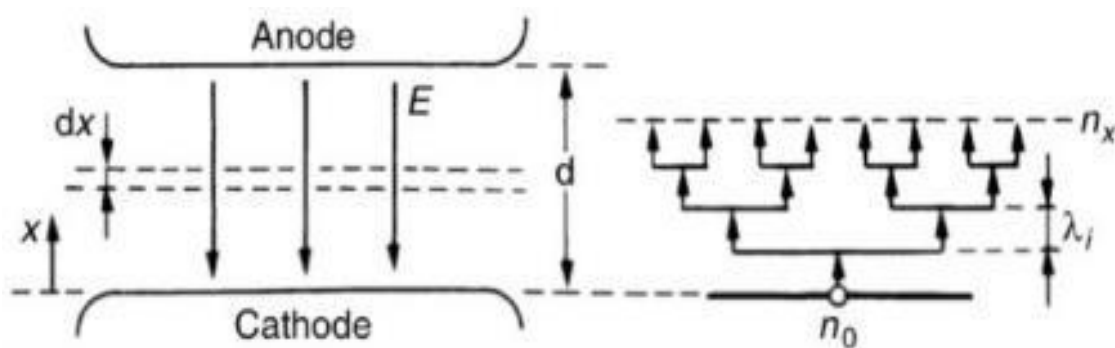


Figure 1.2 : Processus de multiplication d'électrons conduisant à une avalanche d'électrons [16].

Les gaz électronégatifs sont capables de capturer des électrons libres. L'intensité de ce processus est caractérisée par le coefficient de collage η [cm⁻¹]. Ce coefficient est défini de manière similaire au premier coefficient de Townsend, mais est lié à l'attachement des électrons. En pratique, l'intensité de la production d'électrons dans les gaz électronégatifs est représentée par le coefficient dit d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$, défini comme:

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (1.2)$$

Si le champ électrique est suffisamment fort, la production de nouveaux électrons, c'est-à-dire d'ions positifs dans la décharge de Townsend, devient régulière et une grande quantité d'ions positifs peut atteindre la cathode. Le bombardement de la surface de la cathode par des ions positifs entraîne l'émission d'électrons secondaires du métal. Ce processus est caractérisé par le second coefficient de Townsend, qui est le nombre d'électrons éjectés par une seule collision d'ions positifs.

Avec les électrons secondaires, leur nombre total à la distance 'd' de la cathode est :

$$n = n_0 \frac{e^{\bar{\alpha} d}}{1 - \gamma(e^{\bar{\alpha} d} - 1)} \quad (1.3)$$

L'émission d'électrons de la cathode compense leur perte et à une certaine tension, une transition de Townsend vers une décharge auto-entretenu se produit. Cette transition est associée à la génération de charges d'espace importantes et à des modifications du champ électrique dans l'espace inter électrodes, de sorte que des tensions appliquées beaucoup plus faibles peuvent supporter des courants de décharge accrus. Dans la figure 1.1, ce processus est représenté comme une zone de transition, où la tension la plus élevée atteinte dans le chemin de décharge de Townsend correspond à la tension de claquage. A droite de la région de transition se trouvent différents types de décharges auto-entretenues appartenant à la classe des décharges luminescentes et des arcs. La condition de désintégration, en supposant que le nombre total d'électrons augmente à l'infini lorsque le dénominateur est égal à zéro, est de (1.4):

$$\bar{\alpha} d = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (1.4)$$

Cette équation est connue sous le nom de condition de claquage de Townsend et constitue la base pour dériver la loi de Paschen pour la tension de claquage. Il a déclaré que le claquage électrique de l'entrefer de gaz par un champ électrique uniforme, comme le montre la courbe de la Fig. 1.3, se produit à une certaine tension, qui est fonction du produit de la pression de gaz et de l'entrefer des électrodes [16].

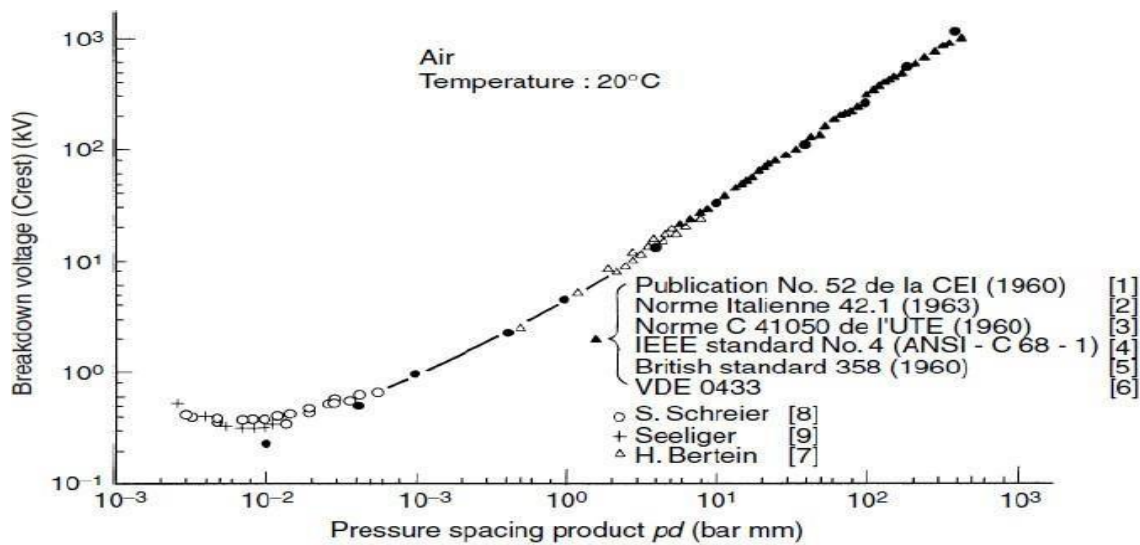


Figure 1.3 : Courbe de Paschen pour l'air [16].

La condition (1.4) peut être étendue au cas de champ légèrement inhomogène en prenant \int le long de la ligne électrique et en la comparant avec la magnitude à droite :

$$\int_l \bar{\alpha} dl = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (1.5)$$

Une autre extension est possible dans le cas de forts champs électriques divergents, par exemple, où des décharges corona peuvent également se produire au niveau des agencements d'électrodes pointe-face. Dans de tels cas, la condition (1.5) nécessite une intégration sur une partie seulement de l'espace entre les électrodes où se produit l'ionisation, produisant la tension d'apparition coronale. Dans de telles situations, la valeur de k utilisée dans (1.5) a fait (et fait toujours) l'objet de débats [17]. Une valeur de 9,15 correspond généralement bien aux données expérimentales pour des champs magnétiques allant d'homogènes à inhomogènes [18].

La théorie de Townsend prédit très bien les tensions de claquage à des pressions de gaz modérées à faibles, de courtes distances, des champs électriques stables et légèrement stables [15]. Sinon, la valeur de défaillance prévue s'écarte de la défaillance réelle. En effet, la décharge de Townsend ne prend pas en compte les modifications du champ électrique dues aux charges libres dans le milieu.

1.2.3 Décharge streamer

A des pressions de gaz élevées (au-dessus de la pression atmosphérique) avec $pd > 103$ Torr.cm et des tensions suffisamment élevées, la charge d'espace générée par l'avalanche d'électrons est suffisante pour générer un champ unique qui masque le champ appliqué extérieurement suffisamment puissant [15].

Ce phénomène peut être observé pour des configurations d'électrodes qui fournissent à la fois des distributions de champ électrique uniformes et non uniformes. Dans ce dernier cas, l'ionisation du gaz commence dans la région de champ électrique élevé et conduit à la formation d'une avalanche d'électrons, qui peut se désintégrer en route vers la contre-électrode [15].

Lorsque l'avalanche d'électrons contenant la décharge de Townsend est forte et que le taux de génération d'électrons de pointe est élevé, le champ électrique est renforcé par la charge locale en tête, et ce champ électrique peut induire la transition d'avalanche [15]. Pour cela, il faut comparer le champ électrique local au champ appliqué. Cela se produit lorsque le nombre de porteurs de charge (électrons) dans la tête d'avalanche dépasse environ 10^8 (ce qui correspond à un diamètre de tête typique de $100\ \mu\text{m}$ à pression atmosphérique). Densité $\sim 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$, degré d'ionisation du gaz $\sim 10^{-5}$) [15].

Selon le concept généralement admis, la génération locale d'espèces chargées à l'extrémité du streamer est liée à la photoionisation des gaz (dans l'air). La molécule N_2 est excitée à un état d'ordre supérieur par impact électronique (généralement 1,2 à 12,65 eV). Certaines de ces espèces excitées retournent à l'état fondamental en émettant des photons dont les énergies dépassent le potentiel d'ionisation de l' O_2 (12,06 eV). Ces photons provoquent l'ionisation de l' O_2 [15]. La photoionisation fournit suffisamment d'électrons libres pour la propagation du streamer et la génération de charge améliorée. C'est la source d'électrons à l'avant du streamer, et la séparation de charge entre les électrons à mouvement rapide et les ions à mouvement lent conduit à un champ électrique local amélioré (deux à trois ions à mobilité électronique élevée. Veuillez noter en particulier). Il dérive donc beaucoup plus vite dans le gaz [16]). L'intensité du champ électrique local au niveau de la tête de la flûte se situe généralement entre 50 et 200 kV/cm en raison du petit rayon du canal (10 à 50 micromètres dans l'air à la pression atmosphérique) et de la densité élevée des porteurs. Il peut supporter des charges allant jusqu'à 10^{13} - $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ [15].

En général, les études expérimentales des streamers sont réalisées à l'aide de configurations d'électrodes pointe-plan, pointe-pointe ou fil-cylindre coaxial. Cela permet un degré élevé de contrôle sur le développement du streamer en modifiant quelques paramètres.

Le rayon des électrodes, etc. permet. [19]. Les caractéristiques tension-courant sont généralement enregistrées pendant le processus de décharge.

Dans certaines études, la luminescence pendant le développement de streamers a également été enregistrée avec une résolution de la microseconde et plus récemment dans la

gamme des nanosecondes [20]. La capture de la luminescence fournit une méthode simple pour mesurer les vitesses de propagation des streamers à l'aide d'expositions multiples. La vitesse de propagation mesurée à l'extrémité de la flûte est de 107 à 108 cm/s [21, 22] et dépend de nombreux facteurs, notamment la répartition du champ électrique entre les électrodes.

Les streamers peuvent être classés en classes positives (orientées vers la cathode) et négatives (orientées vers l'anode) en fonction de leur sens de propagation dans l'électrode. Le premier cas se produit généralement à proximité d'anodes pointues (telles que des pointes) où une charge d'espace positive se développe après une seule forte ou plusieurs avalanches. Ces charges d'espace créent un champ qui filtre le champ externe à l'anode, créant un pic devant le nuage de charge d'espace. Là, la photoionisation commence et les conditions sont créées pour la formation de streamers.

Avec des streamers négatifs, l'avalanche peut atteindre un nombre critique de porteurs de charge sur le chemin de la cathode à l'anode, et des canaux de streamer peuvent être créés par des avalanches secondaires générées par des électrons (d'où l'ionisation de la lumière n'est pas nécessaire). Une intensité de champ minimale, appelée dans la littérature champ de propagation, est nécessaire pour poursuivre la propagation de la flûte dans le gaz. Par conséquent, le champ électrique appliqué requis pour les streamers positifs est de l'ordre de 4 à 6 kV/cm, alors qu'il est de l'ordre de 10 à 20 kV/cm pour les streamers négatifs [16]. La différence dans le champ de propagation est due à la différence dans les mécanismes secondaires qui aident à la progression de la décharge, comme mentionné ci-dessus.

La propagation du streamer peut être bidirectionnelle si la configuration du champ est caractérisée par le gain des deux électrodes (par exemple, les systèmes puce à puce ou boule à boule). Dans de tels cas, des têtes de flûte se forment aux emplacements de champ fort de l'anode et de la cathode, ce qui fait que les canaux de décharge des deux côtés de l'espace divergent l'un vers l'autre et finissent par fusionner dans le volume de gaz.

3. Effet couronne

Le terme effet couronne désigne l'ensemble des phénomènes se produisant dans un milieu gazeux à proximité d'un conducteur de faible rayon de courbure avec une tension suffisamment élevée appliquée pour que le champ électrique soit supérieur au champ parasite de ce gaz. Ce type de décharge ne nécessite pas de source d'ionisation externe. Il s'agit d'une autodécharge, mais des électrons germes sont nécessaires pour la déclencher.

La décharge corona apparaît dans plusieurs configurations d'électrodes (Fig. I.4). Ce phénomène est très important dans la technologie haute tension où les champs électriques sont

inévitables. Entraîne des pertes dans les lignes de transmission et est souvent Détérioration de l'isolation due à l'action combinée des décharges et des composants chimiques générés par les décharges.

De cette manière, la décharge corona présente des aspects utiles (traitement de surface, destruction des polluants par les électrofiltres, les générateurs d'ozone, etc.) et les aspects nocifs (perte de puissance dans les lignes de transmission, manque d'isolation, interférences radio, etc.). Un effet corona se produit et se manifeste par la sortie de lumière et l'apparition d'un crépitement audible autour des conducteurs haute tension.



Figure 1.4 : Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de la décharge couronne.

Une décharge corona est une décharge électrique qui se produit dans un gaz. divergence de champ électrique. Cela peut être vu comme une superposition de deux situations de décharge. Le premier concerne la distance totale entre les électrodes. est l'émission de Townsend. La seconde correspond à l'apparition de scintillements par intervalles et prend l'aspect de filaments au passage à l'arc. Ce sont des streamers [9, 10].

1.4.1 Développement de la décharge couronne

Une très forte activité de photo ionisation à la pointe d'une avalanche ou streamer primaire (haute tension) groupée autour de l'électrode active provoque l'émergence de la première couronne en quelques centaines de nanosecondes. Ce phénomène est suivi d'une période d'obscurité caractérisée par l'absence totale d'activité lumineuse. En effet, les électrons produits par l'avalanche primaire neutralisent les cations de l'avalanche secondaire. Le champ de charge d'espace descend alors en dessous du champ d'interférence du gaz puis augmente progressivement avec la tension appliquée. Le temps nécessaire à la formation d'autres streamers s'appelle la période sombre. Une décharge continue positive est supposée produire un champ électrique de 5 kVcm^{-1} est suffisant pour maintenir la frontières de champ sont respectées, la période d'obscurité est suivie d'un état auto-stabilisant dans lequel il

Il y a une forte densité de streamers autour de l'électrode haute tension, et les canaux streamers se propagent vers l'électrode opposée [14].

1.4.2. Champ seuil de la décharge couronne

Le seuil d'effet couronne fait référence à la valeur du champ électrique présent. La conduction aérienne commence soudainement à proximité immédiate des conducteurs exposés à des contraintes croissantes.

L'étude du seuil de décharge corona a fait l'objet de plusieurs études théoriques et de recherche. Compte tenu de l'expérimentation et de l'intérêt pour différents domaines d'application de la décharge Couronne. Ces investigations montrent que le champ seuil d'apparition de l'effet corona dépend de plusieurs paramètres tels que le potentiel d'ionisation du gaz, le libre parcours moyen des molécules de gaz, la géométrie et l'état de surface de l'électrode active [15].

Un travail expérimental d'évaluation de seuil consiste généralement à mesurer la tension de seuil V_s correspondant au champ de seuil E_s à la surface d'une électrode excitée.

Des équations empiriques et semi-empiriques ont été proposées pour l'évaluation du champ de seuil à la surface d'électrodes actives fortement courbées. Toutes ces expressions sont exprimées sous la forme :

$$E_s = F \cdot \left(1 + \frac{G}{rB}\right) \quad (1.6)$$

Où :

E_s est le champ seuil d'apparition de la décharge .

F , G et B sont des constantes qui diffèrent d'un auteur à un autre.

r est le rayon de courbure de l'électrode active.

Le coefficient F a été identifié la première fois par Waters et Stark comme étant la valeur du champ critique du minimum d'ionisation correspondant à $\bar{a} = 0$.

Etant donné une bonne représentation, on peut définir un champ seuil pour l'effet couronne $(a-n)/p$ en fonction du champ réduit $\frac{E}{p}$ et du calcul de l'intégrale d'ionisation $\int (a-n).dx$

De plus, les paramètres physiques de l'air (humidité, pression et température). Hartmann a proposé en 1984 un modèle physico-mathématique pour le seuil de l'effet de halo, qui a ensuite été amélioré par une étude expérimentale développée avec des géométries d'électrodes fil-cylindrique et fil-plan [16].

Le modèle est basé sur l'idée de longueur critique L_c d'avalanche et un raffinement du critère de Meek. Cela indique que les électrons ne peuvent pas se multiplier près de la pointe d'avalanche, l'anode, en raison de la surface de l'anode \vec{E}_s et du champ électrique à la surface de l'anode, et \vec{E}_p du fait de la charge d'espace positive à la pointe de l'avalanche, ils s'opposent et ont une somme algébrique égale au champ critique \vec{E}_c du niveau d'ionisation minimum.

$$\vec{E}_s + \vec{E}_p = \vec{E}_c \tag{1.7}$$

En précisant en $2r$ le diamètre de l'électrode active, le champ seuil E_s s'écrit :

$$E_s = E(x) \left[1 + \frac{2x}{2r} \right] \tag{1.8}$$

$E(x)$ est le champ électrique à distance x de la surface de l'anode. Sachant que le champ critique du minimum d'ionisation E_c est défini à la frontière de l'avalanche ($E(L_c) = E_c$), l'équation précédente peut s'écrire :

$$E_s = E_c \left[1 + \frac{2L_c}{2r} \right] \tag{1.9}$$

1.5. Paramètres influant sur le développement décharge :

1.5.1. Paramètres atmosphériques :

Parmi les propriétés physiques du climatiseur, le mécanisme de développement de la décharge et qui a une grande influence sur sa rigidité, on trouve la densité et l'humidité. L'influence de la densité de liaison implicitement liée à la température T et à la pression P , avec leur interdépendance où:

$$\delta = \frac{p}{760} \cdot \frac{293}{273+T} \tag{1.10}$$

P : est la pression en mm H_g et T est la température en °C. Les isolants gazeux sont fortement influencés par trois facteurs (P, T, H_α) avec l'avantage de la température et de la pression qui en faisant varier la densité ont un rôle direct et antagoniste : la tension de claquage augmente avec la pression et diminue avec la température.

1.5.2. Présence de particules conductrices dans l'air

Il a été démontré que les particules existant dans le dégagement du plan de crête sont responsables des changements dans les conditions de décharge. A. Sumuila et L. Dasscalescu ont analysé les conditions de décharge en présence de petites particules conductrices

sphériques de rayon R_e et de masse m sous l'action d'un champ électrique ponctuel positif E [18]. La présence de particules conductrices réduit la dureté de l'air. Un champ uniforme relativement faible peut déplacer des objets métalliques fins, initiant ainsi la décharge avec les décharges microscopiques produites par ces particules lorsqu'elles sont proches des électrodes.

1.5.3. Influence du matériau de la pointe

Zhao.You-Bin [19] a montré que la tension de décharge de claquage sous tension continue varie avec le matériau de la pointe, ses résultats sont présentés dans le tableau I.1. Il a observé qu'après 80 bouffées de chaleur, la tête en aluminium avait diminué de 0,07 mm de hauteur. En effet, la chaleur émise par la pointe en aluminium est plus élevée que ce n'est le cas avec d'autres matériaux en raison de sa plus grande conductivité électrique, ce qui facilitera son usure, (le point d'ébullition est plus faible pour l'aluminium)

Longueur de l'intervalle (mm)		100	500	1000
Tension de claquage (kV)	Aluminium	80.4	291	569
	Acier	83.2	294	583

Tableau 1.1 : Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe [19].

1.6. Conclusion

La pression du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de décharge. Nous résumons donc les gaz d'échappement en deux théories : Théorie de Townsend pour la basse pression et théorie de l'écoulement pour la haute pression. En présence d'un champ uniforme, l'activité ionisante conduit souvent à une panne.

Par contre, dans un champ non uniforme, la première décharge apparaît comme une décharge couronne. L'effet corona provient d'une valeur seuil du champ électrique où il y a apparition brutale d'une conductivité de l'air à proximité immédiate d'un conducteur soumis à une surtension.

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan. On distingue principalement la décharge en polarité positive et négative de la pointe.

Ainsi, lorsqu'on applique une tension en géométrie pointe-plan, positive ou négative, suffisante pour créer la décharge couronne, l'espace inter électrodes est réparti en deux zones.

La région active, qui est caractérisée par une charge d'espace nulle, et la région de dérive, est caractérisée par une charge d'espace unipolaire de même signe que la tension appliquée.

Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes de base alternent comme pour une décharge positive ou négative, à condition que les charges d'espace puissent se neutraliser dans le milieu avant d'inverser la polarité.

En particulier, il existe d'autres paramètres affectant le rejet de gaz dans l'air tels que : paramètres atmosphériques, présence de particules conductrices dans l'air, type de matériau de la tête.

Chapitre II :
Influence Des
Barrière dans les
intervalles d'air
pointe -plan

2.1. Introduction

L'air est considéré comme un diélectrique largement utilisé comme seul isolant entre les électrodes dans la technologie haute tension. Ces électrodes peuvent être des pièces métalliques de divers équipements sous tension ou des conducteurs de lignes aériennes ou des bornes haute tension dans les laboratoires d'essais. En pratique, la majorité des configurations d'électrodes peuvent être caractérisées par des formes de champ électrique non uniformes : point à point ou point à plan ou avec un objet de rigidité électrique intermédiaire.

Parmi toutes ces configurations, seule la géométrie du plan de pointe est la plus défavorable au regard du claquage diélectrique de l'air qui se produit dans ce cas à la tension la plus basse lorsque la polarité de la pointe est positive.

La présence d'un écran isolant entre les deux électrodes transforme l'entrefer initial en un système stratifié de deux diélectriques (pare-air) et l'avantage d'utiliser des barrières est d'augmenter la dureté du système diélectrique. Ce chapitre constitue une brève synthèse bibliographique sur l'utilisation des barrières.

2.2. Paramètres définissant nature de la barrière

Les écrans isolants de nature différente ne sont pas aussi efficaces en termes d'augmentation de la tension de claquage du système d'isolation. Cela est dû au fait que les paramètres qui déterminent les propriétés isolantes d'un matériau varient en fonction du diélectrique.

1. La résistivité transversale

La résistance transversale d'un matériau isolant est la résistance d'un élément de ce matériau ayant une section transversale de 1 cm² et une longueur de 1 cm [23]. Elle est généralement exprimée en ($\Omega \cdot \text{cm}$) . Cette résistivité détermine le courant de fuite à travers l'isolation.

Elle varie en fonction du taux d'humidité de l'isolant et diminue fortement avec l'augmentation de la température. La faible résistivité permet à des courants de fuite dangereux de traverser l'isolation d'un conducteur ou d'une partie d'un équipement sous tension.

2. La résistivité superficielle

Elle est définie comme la résistance superficielle de l'isolant. Elle est exprimée en Ohm par unité de surface. Cela dépend de l'humidité ambiante et de l'état de surface de l'isolant (la forme de la surface et le degré de contamination). La résistivité de surface détermine le

courant de fuite à travers la surface isolante. L'humidité de surface due à la condensation de la vapeur d'eau et aux dépôts de polluants réduit considérablement la résistivité de la surface.

3. Constante diélectrique ou permittivité relative (ϵ_r)

Elle est définie comme le rapport de la capacité d'un condensateur avec un matériau isolant diélectrique à la capacité du même condensateur avec le vide comme diélectrique :

$$\epsilon_r = \frac{C}{C_v} \quad (2.1)$$

2.3. Influence des paramètres liés à l'effet de la barrière

Il est important d'améliorer la rigidité diélectrique de l'entrefer dans le plan ponctuel en y plaçant correctement la barrière isolante. En effet, la présence d'une barrière isolante entre les deux électrodes transforme l'entrefer initial en un système stratifié (pare-air). Les ions positifs génèrent une charge stérique qui est ensuite ralentie par la barrière et répartie à sa surface. La répartition du champ électrique subit une distorsion qui provoque une augmentation significative de la tension de claquage du système et une amélioration notable lorsque l'écran est placé à proximité de la pointe positive

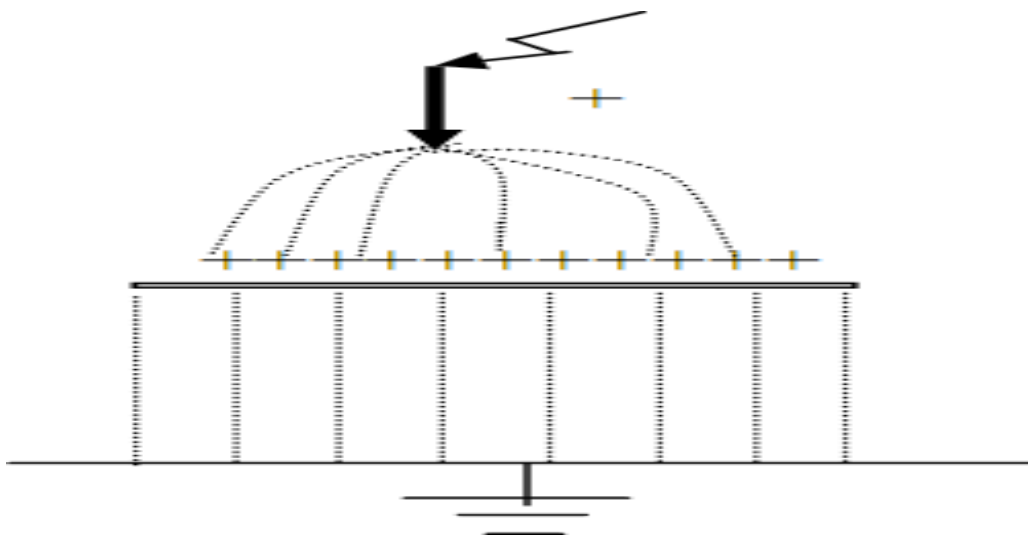


Figure 2.1 : Déformation du champ électrique en présence de la barrière.

1. Influence du type de tension

La rigidité diélectrique dépend de l'amplitude et de la forme de la tension appliquée aux électrodes. Dans le cas de faibles dégivements (inférieurs à 1 m), de nombreux travaux de recherche ont été menés aussi bien sous tension continue que sous tension alternative ou sous

choc de foudre. Pour les jeux longs, le travail s'effectue principalement sous la tension la plus défavorable, représentée par des chocs positifs lors de manipulations avec un temps de front relativement long [24].

2. Influence de la polarité de l'électrode pointe

Comme mentionné, l'effet de barrière est particulièrement perceptible pour l'anode ou dans le cas de la pointe sous tension alternative. Avec une polarité négative, la décharge est échelonnée pour toutes les positions de la barrière et aucune augmentation de la tension de claquage n'est obtenue. Dans ce cas, la décharge se produit des deux côtés de l'écran isolant. Les étincelles se produisent lorsque deux étincelles de chaque côté de l'écran se rencontrent, mais l'effet de la barrière est négligeable [3]. Enfin, l'amélioration n'est obtenue que pour la polarité positive de la sonde ou à 50 Hz.

3. Influence de la position de la barrière

La tension de claquage des petits espaces jusqu'à 40 cm varie principalement en fonction de la position du blindage [26]. Cette tension franchit le maximum lorsque la barrière est sur le point d'atteindre le pic. Plusieurs travaux [2.5, 6 à 9] ont montré que pour des entrefers 'd' de 15 à 30 cm, la tension maximale est atteinte à l'endroit où la barre est scotchée avec la pointe ($a/d = 0\%$; a: distance entre la tête et la barrière, d: distance entre les électrodes).

Ce résultat est valable si la largeur de la barrière ne dépasse pas 50 cm. Pour des dégagements moyens compris entre 40 cm et 200 cm, l'inclusion d'un écran isolant à surface propre entraîne une augmentation significative de la tension de claquage du système lorsqu'il est situé à une distance de 20% du début [24].

4. Influence de la largeur de la barrière

Lorsque la largeur de la barrière n'est pas suffisamment grande par rapport à la distance entre les électrodes, la rigidité diélectrique de l'agencement (plan barrière de tête) dépend de la largeur du canal de décharge. Géométriquement, cette longueur est approximativement égale à la distance jusqu'au sommet du plan barrière. Dans ce cas, le gain maximum de tension de claquage est atteint lorsque le blindage est en contact réel avec l'électrode pointue [24]. Le type de décharge dépend principalement de la distance entre les électrodes et de la largeur de la barrière.

5. Influence de l'épaisseur et de la permittivité

Ces deux paramètres ont une influence sur la répartition des porteurs positifs et sur la chute de tension à la surface de la barrière. Lorsque ces deux paramètres deviennent importants, le champ entre la barrière et le plan devient de plus en plus uniforme, mais

l'influence de ces paramètres est bien moins importante que l'influence de la largeur et de la position de la barrière bien sûr [24]

6. Influence de la barrière trouée

A. Boubakeur [24] travaille sur des barrières percées de trous au milieu. Il a constaté que la barrière agit comme un obstacle géométrique à l'évolution directe de la décharge et que la charge d'espace sur la barrière agit comme un obstacle électrostatique pour les trous de la barrière. En effet, la décharge n'a pas tendance à passer par un trou de petit diamètre ($\varphi < 20\text{mm}$), probablement en raison de la forte concentration de charge d'espace au centre de la barrière. Ainsi, le courant traverse la barrière au lieu d'emprunter le chemin le plus court, à travers le trou.

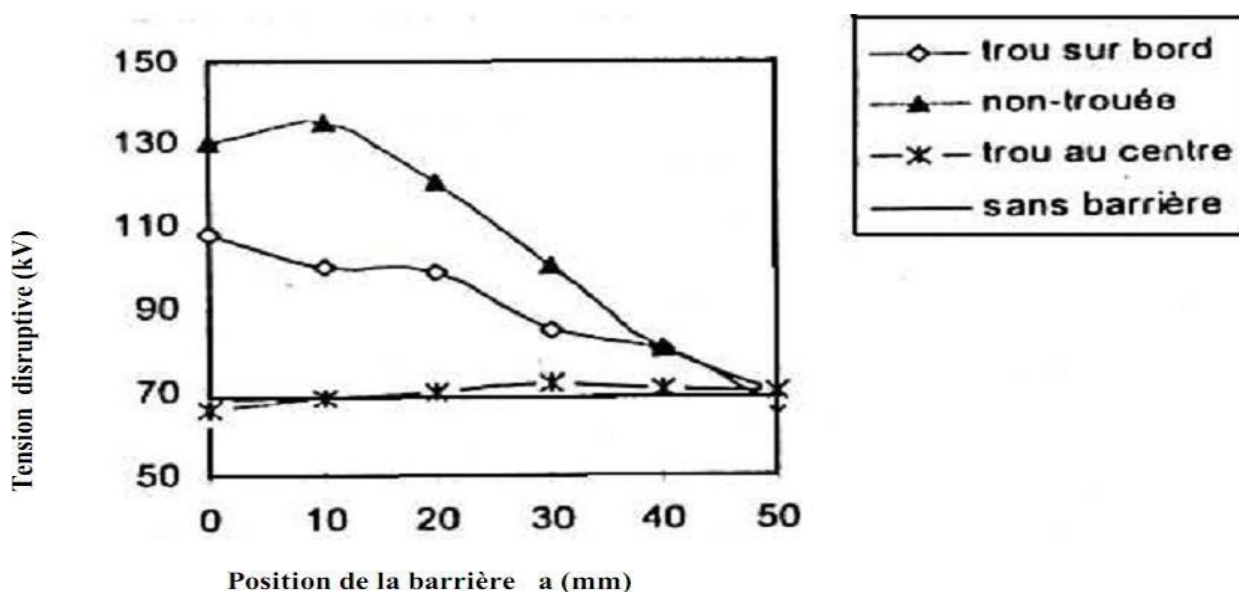


Figure 2.2: Influence des barrières trouées [24].

7. Influence du matériau de la barrière

M. V. Sokolova [32] a effectué des mesures de courant de décharge pour les jeux en utilisant différents matériaux de blindage. L'analyse par oscilloscope montre que chaque impulsion de courant a une structure complexe avec des caractéristiques irrégulières. Cela reflète le processus de décharge, qui prend la forme de micro-impulsions successives. Il a obtenu les résultats regroupés dans le tableau II.1 pour la distance plan du point $d=1,5\text{mm}$ et $U_{\text{eff}}=4,5\text{ kV}$.

D'autres auteurs [33] ont étudié l'effet de la nature de la barrière (verre et plexiglas) lorsque la barrière est fixée à l'électrode de terre d'un système plan- plan . La tension de claquage d'un écran en mica est supérieure à celle d'un écran en verre, cette différence est due

Chapitre II Influence Des Barrière dans les intervalles d'air pointe -plan

au claquage dû au contournement, qui est plus susceptible de se produire sur des isolants avec une perméabilité plus grande (verre > plexiglas).

	Surface propre	Surface chargée
I_{max}^+ (m A)	1750	730
I_{max}^- (m A)	1700	430

Tableau.2.1 : Paramètres de la décharge dans l'air pour différents matériaux [32]

Les deux matériaux utilisés produisent des effets différents sur la rigidité des espaces, même s'ils ont la même épaisseur et la même perméabilité ; (Q_{moy}) représente la quantité de charge accumulée sur la barrière. Sokolova a également effectué des mesures pour deux situations différentes (tableau.2.2) :

- L'une pour une barrière propre lavée avec de l'alcool puis avec de l'eau distillée.
- L'autre donne la même barrière après trente heures d'électrocution. La surface de la barrière devient contaminée après le rejet.

Matériau	Courant max et charge moyenne
Verre	$I_{\text{max}}=100-200 \text{ mA}$
Céramique	$I_{\text{max}}= 120-160 \text{ mA}$ $Q_{\text{moy}}= 1.5-2 \text{ nC}$

Tableau.2.2: Courant maximum de décharges dans le cas d'un état de surface différent de la barrière [32]

I_{max}^+ I_{max}^- (m A) sont les valeurs maximales du courant de micro-décharge pour l'anode et la cathode de l'alternance de tension appliquée, respectivement.

8. Influence de l'accumulation de la charge d'espace

L'accumulation de charge sur l'isolant modifie la distribution de tension et se décharge [34]. La modification du champ magnétique à la surface peut entraîner une décharge par glissement.

Il est indéniablement important de comprendre l'effet de cette accumulation sur la répartition du champ dans les systèmes stratifiés (gaz-solide) [27, 35, 36], comme paramètre de base pour établir une meilleure isolation.

9. Influence des prés décharges

La propagation des streamers n'entraîne pas nécessairement une rupture du jeu, mais cela affecte sa rigidité diélectrique [37]. Les pré-décharges accélèrent le vieillissement du bouclier, car elles augmentent la quantité de charge de surface qui facilite l'apparition des décharges superficielles. .

Une décharge superficielle se produit à la surface d'un diélectrique solide. D'un point de vue technique, ils sont très nocifs pour le matériau car la résistivité superficielle diminue. Pour un niveau de tension donné, les canaux de décharge se produisent par les mécanismes REATHER et MEEK et glissent sur la surface de l'isolant vers l'électrode de masse (décharge glissante).

10. Influence de la longueur de l'intervalle

Durée Pendant des périodes courtes et moyennes, la rigidité diélectrique de l'air est améliorée notamment aux endroits relativement éloignés des deux électrodes. Sur de longs intervalles et pour des positions de la barrière équivalentes à celles des petites et moyennes distances, l'effet de la barrière est négligeable

dû à l'influence d'un phénomène physique appelé « leader ». plus semblable. Ceci est Elle se matérialise par un canal qui s'observe dès que la distance entre les électrodes dépasse à 80 cm selon les conditions expérimentale 40s 16.

11. Influence de la barrière polluée

En effet, le recours aux barrières en pratique doit tenir compte d'une éventuelle contamination. A cet effet, plusieurs études [30, 31] ont été réalisées avec des barrières isolantes recouvertes de couches solides semi-conductrices de semi

Les couches semi-conductrices de la barrière correspondent à l'habitude d'utiliser la barrière dans un air pollué. Dès que la conductivité superficielle des couches semi-conductrices dépasse $1,6 \mu\text{S}$ [30, 31], la décharge se développe en deux étapes, comme dans le cas des barrières métalliques [24,25]. Avec une barrière à surface semi-conductrice, la tension de claquage des entrefers dans le plan ponctuel varie entre les valeurs obtenues avec la barrière isolante à surface propre et la valeur obtenue avec la barrière métallique du type de même forme. Des cas extrêmes [34] ont été observés dans le cas d'écrans isolants recouverts de couches conductrices de diamètre variable.

1.2. Influence de la barrière conductrice

L'effet de la barrière conductrice a été étudié spécifiquement pour des entrefers relativement longs (supérieurs à 1 m). St. Arnaud et al [34] ont pu observer une légère amélioration de la rigidité des entrefers après introduction d'une barrière conductrice aux bords arrondis. A. Boubakeur [25, 35, 39] a utilisé la barrière conductrice comme cas limite de la barrière isolante contaminée. Dans le deuxième cas, on n'observe qu'une très légère augmentation lorsque la barrière touche la pointe, mais une très forte diminution de la raideur à mesure que la barrière s'éloigne de la tête. Pour les trois tensions utilisées (continu, impulsionnel et alternatif) et lorsque le blindage est en contact avec la pointe ou à proximité du plan, le champ est pratiquement uniforme entre le blindage métallique et le plan.

A. Boubakeur a également étudié l'effet de couches semi-conductrices appliquées sur une barrière isolante, où il a constaté leur effet négatif sur la tension de claquage ; cela se produit en raison d'une conductivité de surface supérieure à $0,4 \mu\text{S}$ et pour des distances de barrière de pointe comprises entre 20 et 100 % .

Dans le cas des clôtures conductrices, il a remarqué que lorsque la barrière était en contact avec la pointe, la tension de claquage augmentait. En revanche, lorsqu'il se situe au voisinage de la médiane de l'intervalle point-plan, il diminue. Si la barrière est suffisamment proche du plan, la tension de claquage de l'agencement « plan-point » reste proche de la tension de claquage de l'agencement « plan-point » sans la barrière [24] .

Une étude a été réalisée sur le champ électrique dont le but est de vérifier son uniformité dans la partie du plan barrière lors d'une décharge dans la géométrie du plan barrière métallique [34, 35]. On en conclut que lorsque la pointe est alimentée, la barrière conductrice se charge en raison de l'action électrostatique et que la distribution du champ se produit de deux manières. L'un est hétérogène dans la première barrière et l'autre est presque uniforme dans le plan de la barrière.

Pour cela le système « point-barrière-plan » aura une raideur égale à la somme de la raideur de la distance point-plan correspondant à la distance point-barrière et de la raideur du système. correspond à la distance barrière-plan

(Fig. 2.3. A, B et C). L'approximation de la tension de claquage peut être acceptée à des tensions positives pour des positions de blindage proches du plan, par opposition aux tensions continues de cathode.

A. Boubakeur a également observé l'effet des charges stériques déposées sur la barrière en créant des trous de différents diamètres au centre de la barrière [24]. La décharge

perturbatrice traverse généralement le bord du blindage pour les trous de petit diamètre et traverse le trou à partir d'un certain diamètre limite de 10 mm.

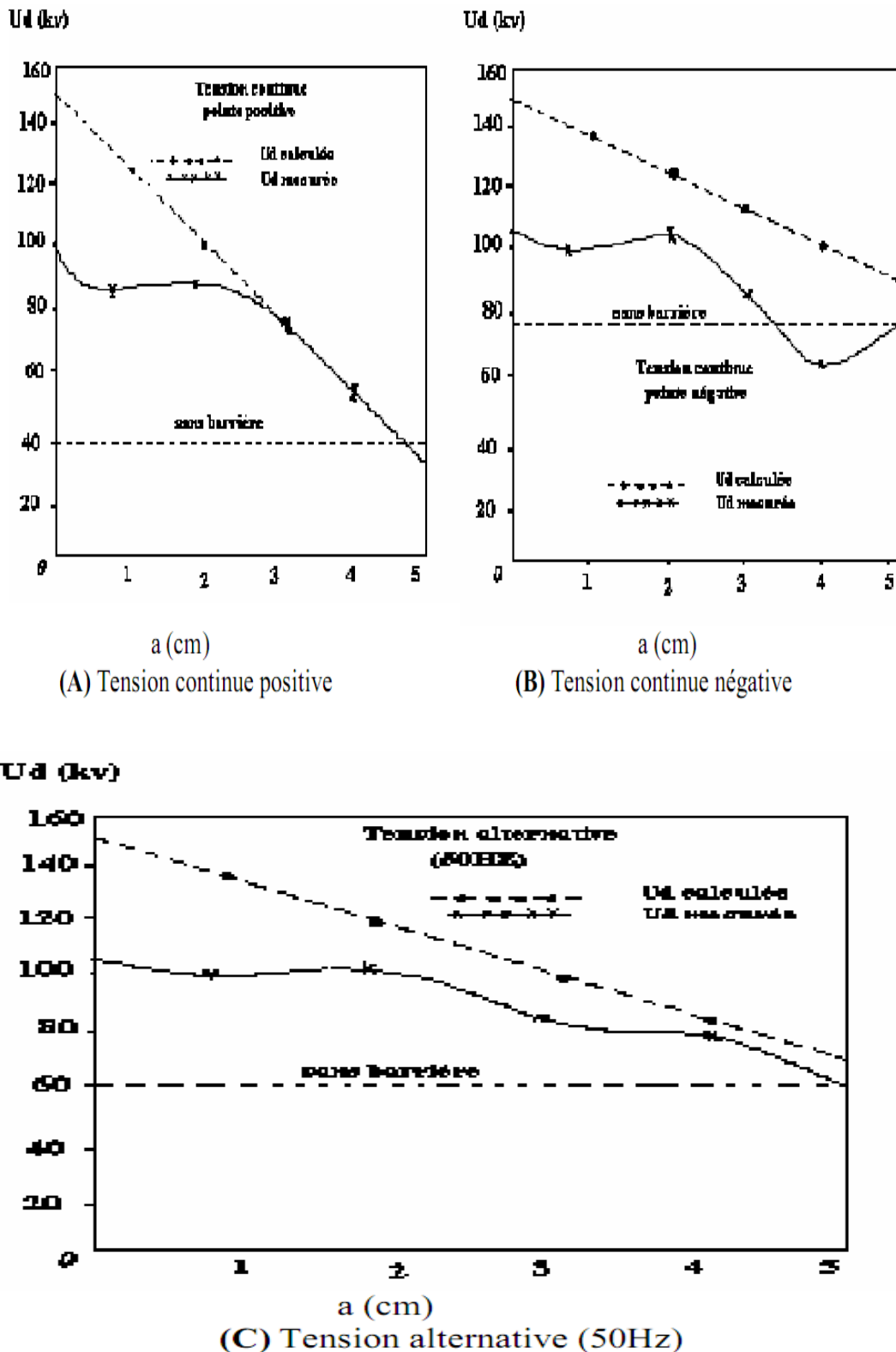


Figure. 2.3 : Equivalence entre le système pointe-barrière-plan et l'association série pointe-plan ($d = 5 \text{ cm}$) [34].

2.4. Conclusion

Les barrières isolantes ont des caractéristiques différentes. La connaissance des paramètres qui définissent leur nature est requise. Ces paramètres incluent :

La rigidité diélectrique, la perméabilité ainsi que les décharges partielles peuvent se produire à l'extérieur, en surface et à l'intérieur de l'isolant solide.

L'amélioration de la tension de claquage des jeux du plan des points de barrière isolés a été observée par plusieurs auteurs, à la fois sous tension continue, sous tension de choc et sous courant alternatif.

Les paramètres liés aux barrières (matériau, accumulation de charges de surface, forme, perméabilité, conductivité, nombre de barrières, barrière perforée et taille) affectent l'amélioration. La position optimale de la barrière correspond généralement à une distance de 20 % entre les électrodes.

Le développement de la décharge peut être direct ou progressif en fonction de la position du bouclier dans l'espace libre du plan de tête. En effet, une décharge directe est obtenue lorsqu'aucun contournement n'est observé à la surface de la barrière.

Cela se produit généralement lorsque la barrière est suffisamment éloignée des électrodes. La décharge s'effectue par étapes lorsque la barrière est proche du pôle positif. Dans le cas de la borne négative, une décharge échelonnée se produit à la plupart des emplacements du blindage.

La distribution du champ électrique est modifiée lorsqu'une barrière est insérée dans l'espace du plan angle d'ouverture, position, largeur et perméabilité de la barrière.

Dans ce cas, la taille du jeu sur le plan barrière doit être optimisée en fonction des paramètres mentionnés ci-dessus pour garantir les meilleures performances techniques grâce à de meilleures qualités d'isolation.

Chapitre III :
Distribution du
Champ Électrique
dans les Petits
Intervalles

3.1. Introduction

Ces résultats concernent la distribution du champ électrique d'un système pointe-barrière-plan dont l'intervalle entre la pointe et le plan est petit et soumis à une tension continue et alternative (50 Hz).

En tension alternative, pour une barrière propre, nous présentons les différents paramètres qui influencent le champ électrique tels que la tension, les dimensions de la barrière, sa position dans l'intervalle, la distance entre les électrodes, la permittivité de la barrière, et le rayon de courbure de la pointe ainsi que la nature de la barrière et le nombre des barrières utilisées. L'effet de la charge d'espace est également discuté dans ce chapitre

Pour une barrière polluée, nous varions la conductivité, la permittivité, l'épaisseur et le diamètre de la couche de pollution pour étudier leur effet sur la distribution du champ électrique. [40]

En tension continue, et pour les deux cas, avec et sans barrière, nous examinons l'influence de la configuration d'électrodes sur la distribution du champ électrique et nous terminons ce chapitre par la simulation d'une décharge streamer pour un système pointe-plan sans barrière

3.2. Distribution du champ électrique -Tension alternative

Dans cette partie, nous déterminons la distribution du champ électrique pour un système pointe-plan avec une barrière isolante en bakélite en présence d'une densité de charge

d'espace dans le milieu varie entre $\rho_v \in [1-47] \times 10^{-6} \text{ C/m}^3$. Une simulation tridimensionnelle avec un modèle hydrodynamique a été réalisée en utilisant COMSOL Multiphysique basée sur la méthode des éléments finis. [40]

3.2.1. Champ électrique avec barrière propre

Nous commençons nos résultats par étudier l'influence d'une barrière isolante propre (sans pollution) sur la distribution du champ électrique

1. Champ électrique avec et sans barrière

A la figure 3.1, nous présentons l'influence de l'insertion d'une barrière diélectrique sur la distribution du champ électrique au plan. Les courbes montrent que le champ électrique au plan diminue de 35% lors de l'insertion d'une barrière isolante par rapport au système pointe-plan sans barrière, par conséquent la rigidité diélectrique augmente

La figure 3.2 montre la distribution du champ électrique au plan pour le système pointe-plan avec une barrière isolante ($a/d = 0\%$) en comparaison avec les résultats de Mouhoubi [41]. Nous notons une diminution du champ électrique en partant de l'axe symétrique vers le bord du plan [42]. Les résultats de la simulation montrent que la méthode donne une solution

proche de l'expérience avec une erreur moyenne acceptable (erreur < 7% pour $V=9.2\text{kV}$ et 18.5kV et erreur < 10% pour $V=22\text{kV}$).

Pour confirmer la validité de ce modèle, les résultats de la simulation sont comparés aux données expérimentales obtenues par Mouhoubi et Boubakeur [41].

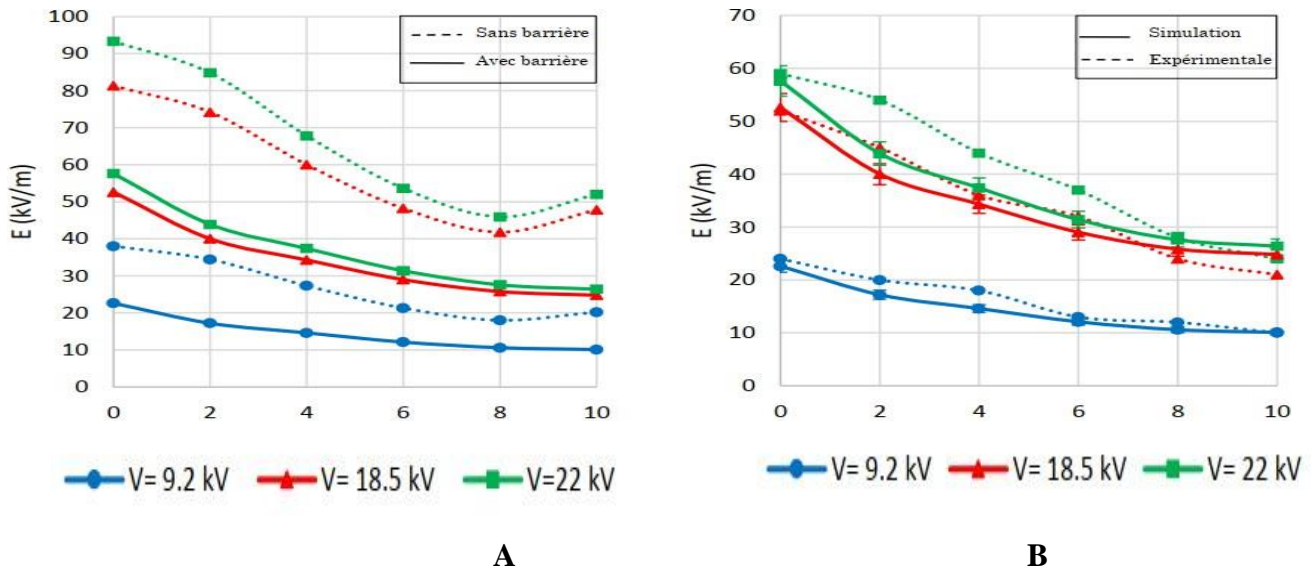


Figure -A-B- Distribution du champ électrique au plan ($d = 5 \text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15 \text{ cm}$) [40]

2. Influence de la tension appliquée

A la figure 3.3, nous représentons l'influence de la tension appliquée sur la distribution du champ électrique au plan pour une position de la barrière en contact avec la pointe, et ce, pour certaines distances 'r' au plan [41]. Nous notons que lorsque nous nous approchons de la zone juste en dessous de la pointe, correspondant à $r = 0 \text{ cm}$, où le champ est plus intense, la pente des lignes augmente (figure 3.3). En tension continue positive, S. Mihoubi a trouvé ce résultat avec la géométrie fil-plan [43]

Une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et calculés a été trouvée pour les positions $r = 0\text{cm}$ et $r = 8\text{cm}$ (erreur moyenne < 5%), et une légère différence pour $r = 2\text{cm}$ et $r = 6\text{cm}$ (erreur moyenne < 12%)

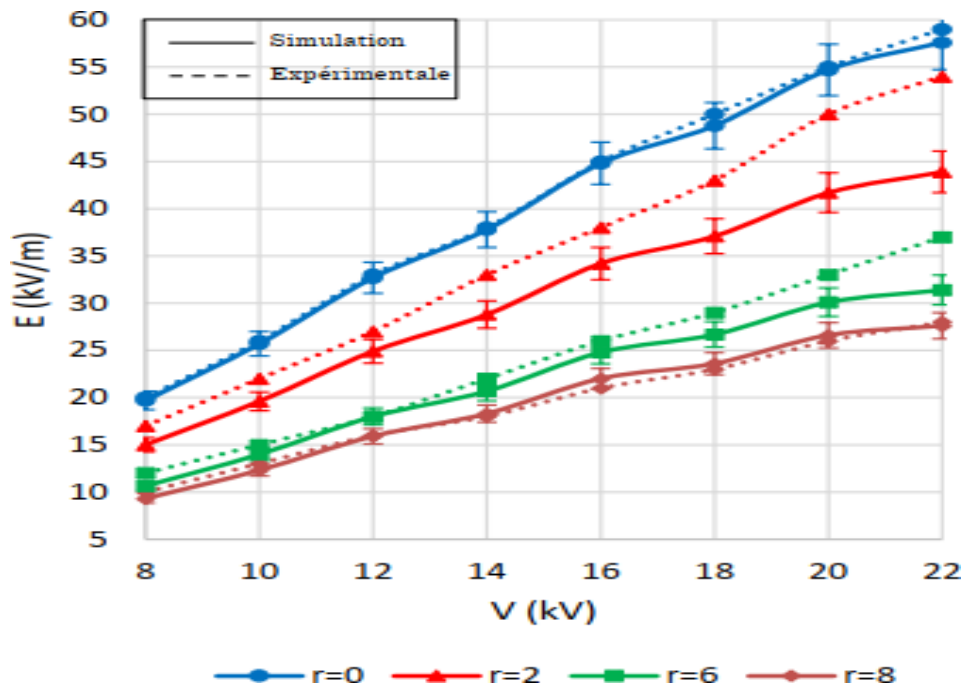


Figure 3.3 Influence de la tension appliquée sur le champ électrique au plan

($2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm, $a/d = 0\%$, $d = 5$ cm, $\epsilon_r = 5,8$). [40]

3. Influence de la distance entre électrodes

La figure 3.4 représente la répartition du champ sur le plan pour la position $r=0$ en fonction de la distance entre les électrodes pour différentes tensions.

Pour une même distance inter-électrodes, nous notons que lorsque la tension augmente, le champ électrique au plan augmente. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que la distribution du champ électrique présentée est sur le plan mis à la terre où la variation du champ est moins importante, comparée aux positions proches de l'électrode haute tension.

Nous notons également que lorsque la distance entre les électrodes diminue, le champ au plan sur l'axe symétrique devient plus intense. Les valeurs trouvées par la simulation coïncident avec celles expérimentales pour la distance inter-électrodes $d = 5$ cm (erreur $< 3\%$) et s'écartent légèrement de l'expérience pour $d = 7$ cm (erreur $< 6\%$) [40]

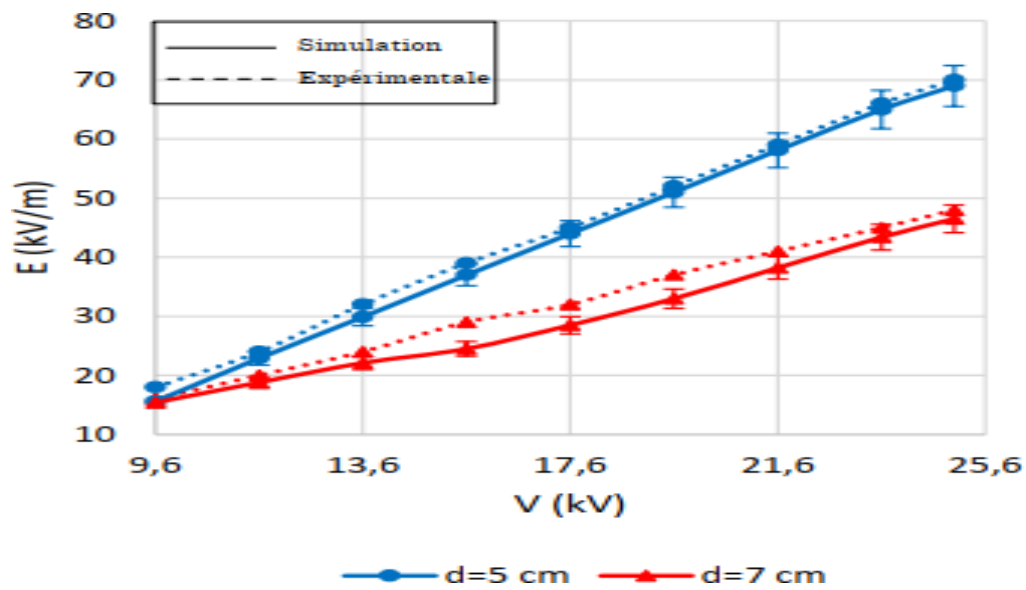


Figure 3.4 Influence de la distance “d” entre les électrodes sur la variation du champ électrique *en fonction de la tension* appliquée V ($2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm, $a/d = 0\%$, $\epsilon_r = 5,8$).[40]

4. Influence de la position de la barrière

Les courbes représentant la variation du champ électrique au plan sur l'axe symétrique ($r=0$) en fonction de la position de la barrière pour différentes tensions sont données à la figure 3.5

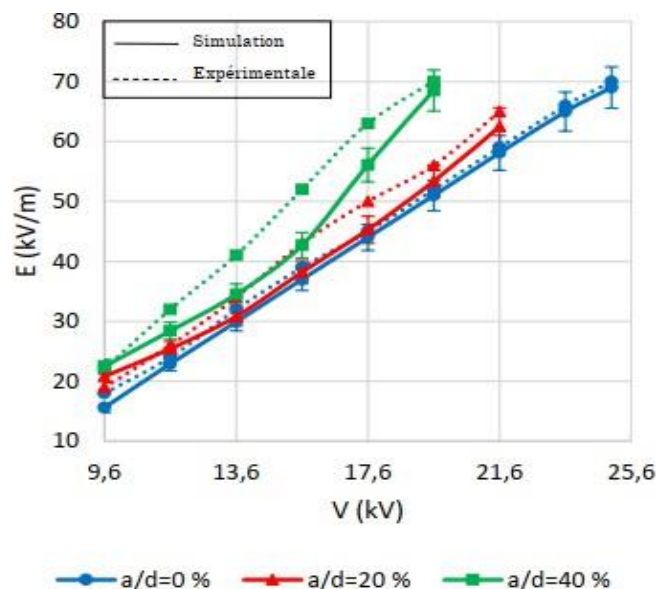


Figure 3.5 Influence de la position de la barrière sur le champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée V ($2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm, $d = 5$ cm, $\epsilon_r = 5,8$).

Chapitre III Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles

Nous observons que lorsque la barrière s'approche de la pointe, le champ électrique au centre du plan diminue. Ce résultat confirme l'hypothèse de la réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière dans un système pointe-plan, en particulier pour la position $a/d = 0\%$ [41].

Nous remarquons qu'il existe une différence entre les résultats de la simulation et les données expérimentales en particulier pour les positions de la barrière ($a/d = 20\%$ et $a/d = 40\%$) pour les faibles valeurs de la tension. Lorsque la tension augmente, les résultats obtenus par simulation sont plus proches des résultats expérimentaux.

5. Influence des barrières perforées

Pour étudier l'effet d'une barrière perforée sur la distribution du champ électrique au plan, nous prenons une barrière en bakélite (largeur : $2L = 15\text{cm}$,

épaisseur : $e = 2.1\text{mm}$, $a/d = 20\%$) en maintenant la distance entre la pointe et le plan, $d = 5\text{ cm}$. Les diamètres de trous utilisés sont $D_h = 2, 6, 10, 12$ et 14 mm .

Nous commençons par étudier l'effet d'une barrière perforée au centre. A la figure 3.6, nous présentons la distribution du champ électrique au plan pour chaque diamètre du trou. Le champ prend un aspect linéaire pour les petits diamètres de trous (moins de 6 mm) presque identique à la forme du champ avec une barrière non perforée. Ce résultat pourrait être interprété par le fait que la charge électrique qui traverse le trou est faible. [40]

Pour un diamètre de trou plus grand, une grande partie de la charge d'espace passe à travers le trou et par conséquent, le champ électrique dans l'intervalle devient très élevé. Le diamètre du trou de 12 mm constitue la limite supérieure où la charge d'espace agit comme un obstacle électrostatique.

Pour les plus grands diamètres du trou ($D_h > 14\text{ mm}$), nous pouvons dire que nous sommes pratiquement en présence d'un système pointe-plan. Sur le plan, pour les grands diamètres du trou de la barrière, le champ électrique diminue puis augmente vers le bord du plan (en raison de la présence d'une concentration de la charge d'espace à ce niveau), puis décroît de nouveau lorsque nous nous éloignons de ce dernier.

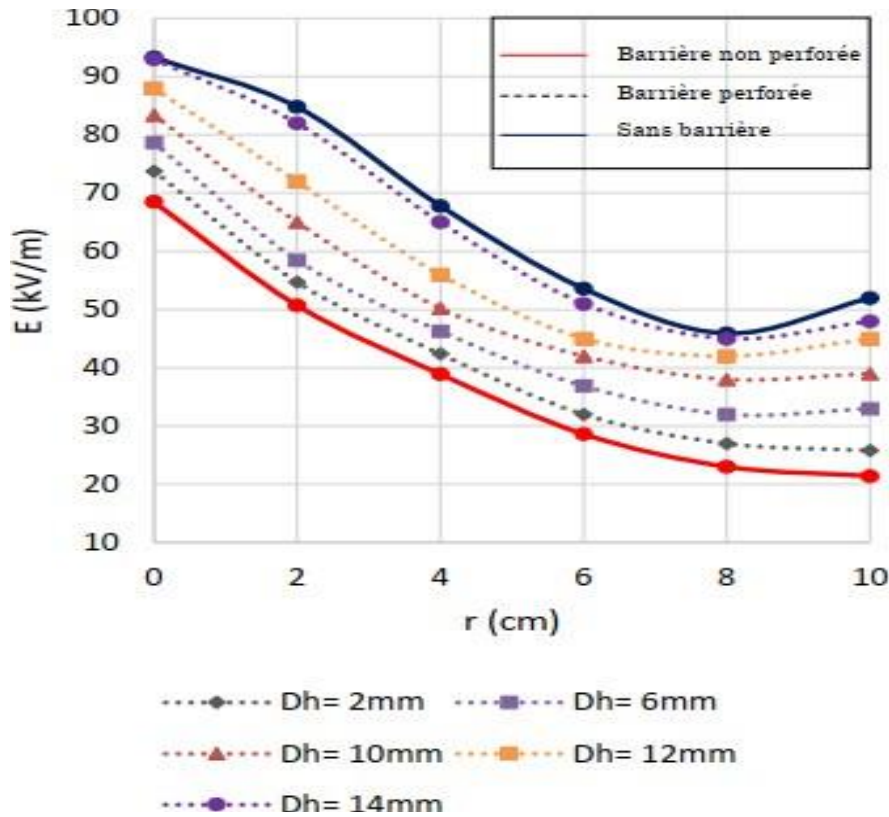


Figure 3.6 Influence de la barrière perforée au centre sur le champ électrique
($V = 22 \text{ kV}$, $a/d = 20\%$, $d = 5 \text{ cm}$, $2L = 15 \text{ cm}$). [40]

Nous remarquons que le champ électrique augmente légèrement avec l'augmentation du diamètre du trou mais reste éloigné du champ électrique sans barrière, les courbes, dans ce cas, sont pratiquement confondues. Un trou situé loin de l'axe de la pointe n'est pas si important et la rigidité diélectrique du système reste assez élevée mais pas aussi élevée que sans le trou.

Pour les petits intervalles, la perturbation du champ électrique devient significative sur l'axe de la pointe où les lignes du champ sont très denses [45]. Ce résultat a également été obtenu par simulation par Li Ming sous tension continue positive [46].

6. Influence du nombre de barrières

Nous examinons maintenant l'influence de l'insertion d'une seconde barrière dans l'intervalle sur la rigidité diélectrique du système pointe-plan.

Les figures 3.7 et 3.8 montrent l'influence d'insérer deux barrières sur la distribution du champ électrique au plan. Une des deux barrières en bakélite est placée au contact avec l'électrode haute tension (largeur : $2L = 15 \text{ cm}$, épaisseur : $e = 2.1 \text{ mm}$), l'autre déplacée aux différentes positions de l'intervalle pointe-plan (largeur : $2L = 10 \text{ cm}$, épaisseur : $e = 2.1 \text{ mm}$). [40]

Chapitre III Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles

A la figure 3.7, nous représentons la variation du champ électrique au plan, pour différentes tensions et pour une position de la barrière mobile proche de la barrière fixe ($a/d = 20\%$), nous notons que l'insertion d'une seconde barrière améliore légèrement la rigidité diélectrique du système [47]. Cependant, la présence d'une seconde barrière permet de maintenir une bonne tenue diélectrique en cas de détérioration de la première.

L'influence de la position de la seconde barrière est montrée à la figure 3.8.

Nous constatons à partir de cette figure que l'utilisation de deux barrières améliore significativement la tenue diélectrique notamment lorsque la barrière mobile est située à un rapport a/d compris entre 40 et 100% de la distance inter-électrodes [41]. Ceci est probablement dû à l'uniformité du champ électrique entre la barrière mobile et le plan.

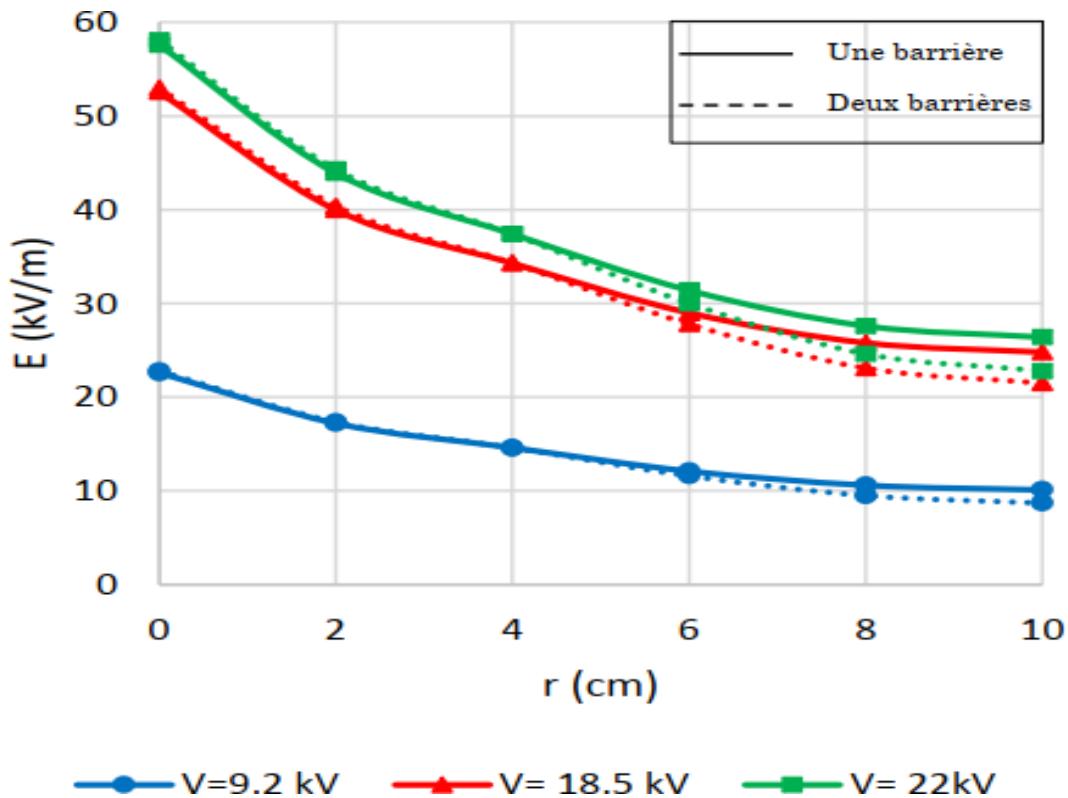


Figure 3.7 Influence du nombre des barrières sur le champ électrique ($a/d = 20\%$, $d = 5$ cm, $2L = 15$ cm, $\epsilon_r = 5,8$). [40]

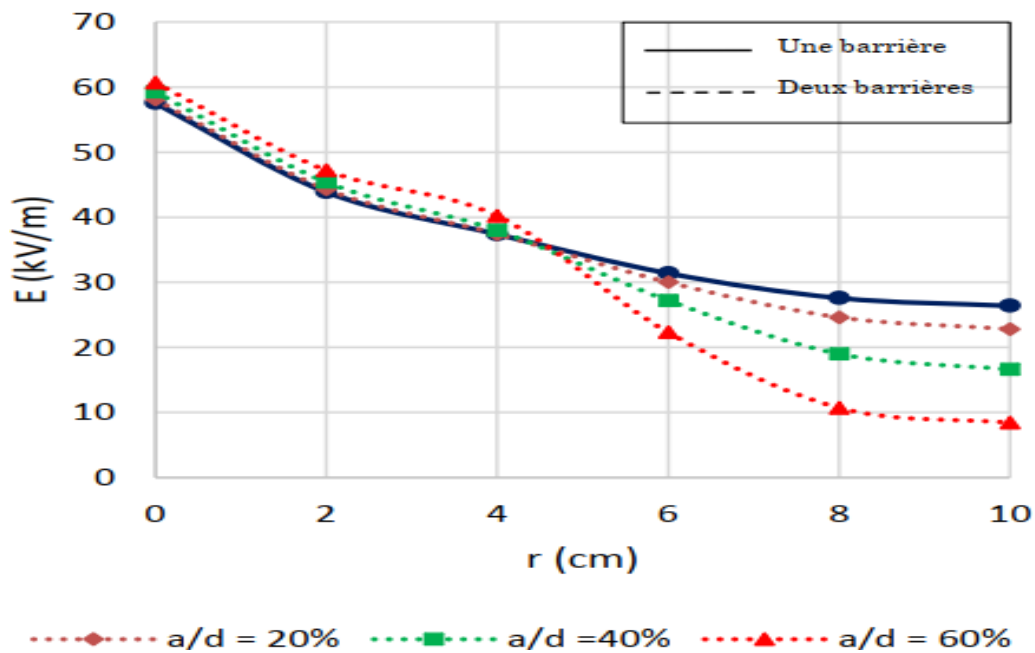


Figure 3.8 Influence de la position de la seconde barrière sur le champ électrique
 ($V = 22$ kV, $d = 5$ cm, $2L = 15$ cm, $\epsilon_r = 5,8$) . [40]

7. Influence de la permittivité de la barrière

Pour étudier l'effet de la permittivité de la barrière sur le champ électrique nous avons utilisé deux types de matériaux diélectriques, le polyéthylène et la bakélite, avec une permittivité relative $\epsilon_r = 2,5$ et $6,2$ respectivement.

A partir de la figure 3.9, nous remarquons que plus la permittivité augmente, plus le champ électrique au plan sur l'axe symétrique ($r=0$) devient plus élevé [48]. Nous observons à la figure 3.8 que les résultats de simulation sont proches de ceux obtenus expérimentalement, en particulier pour les faibles valeurs de la tension, et que l'erreur est inférieure à 5%

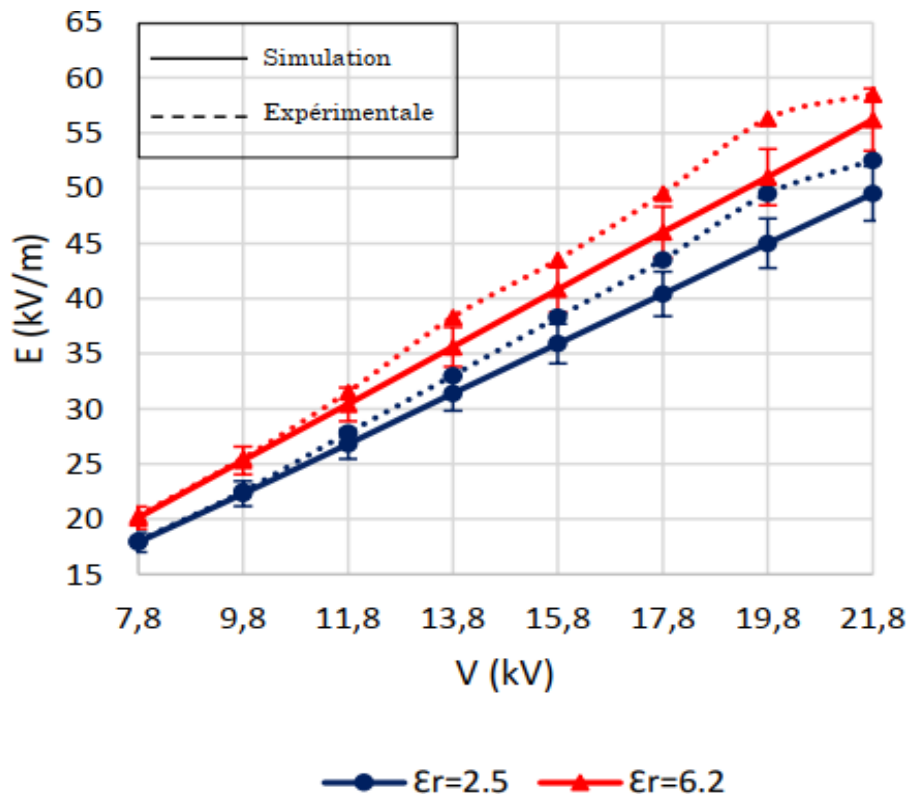


Figure 3.9 Influence de la permittivité relative ϵ_r sur la variation du champ électrique au plan ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm).

8. Influence des dimensions de la barrière

L'influence des dimensions de la barrière (largeur, épaisseur) sur le champ électrique est donnée aux figures 3.10 et 3.11.

Nous observons à la figure 4.10 que le champ électrique au centre du plan diminue lorsque la largeur de la barrière augmente. En effet, ce résultat confirme encore une fois l'hypothèse d'obstacle géométrique lié à la largeur de la barrière [41]. Ce résultat a été trouvé par R. Vogelsang et al [44], et ils concluent que les barrières doivent être aussi larges que possible pour prolonger le temps de rupture et donc augmenter la rigidité diélectrique du système.

Quant à l'influence de l'épaisseur de la barrière, nous constatons une légère modification du champ électrique sur l'axe symétrique lorsque des barrières d'épaisseurs plus importantes sont utilisées (figure 3.11)

Nous pouvons conclure que la largeur de la barrière s'avère la dimension la plus importante sur la rigidité diélectrique du système pointe-plan et non pas son épaisseur. Les résultats obtenus expérimentalement et par simulation sont dans une tolérance d'erreur de +/- 10%. [1]

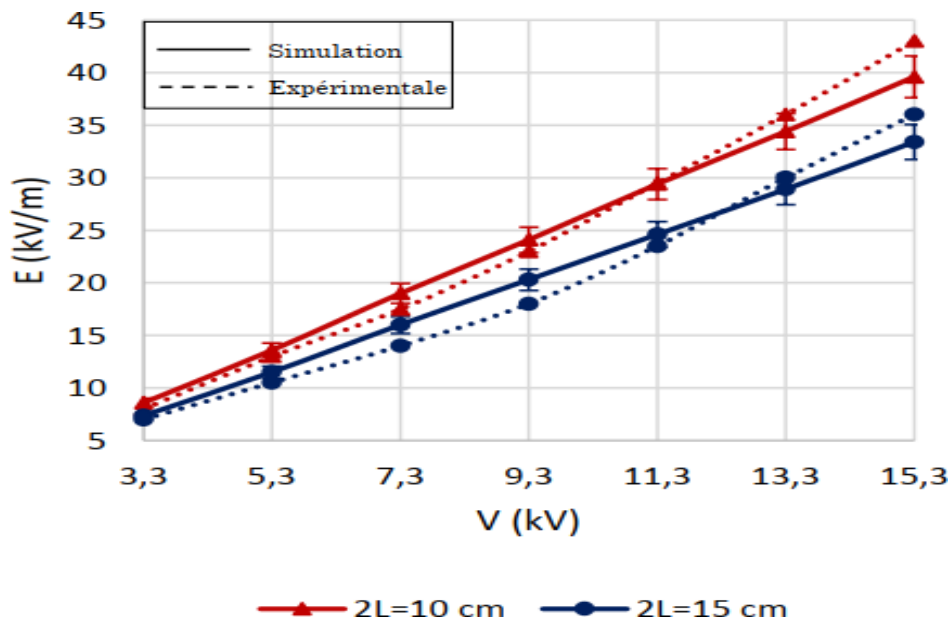


Figure 3.10 Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ($a/d = 0\%$, $d = 5$ cm, $e = 2.1$ mm, $\epsilon_r = 5,8$)

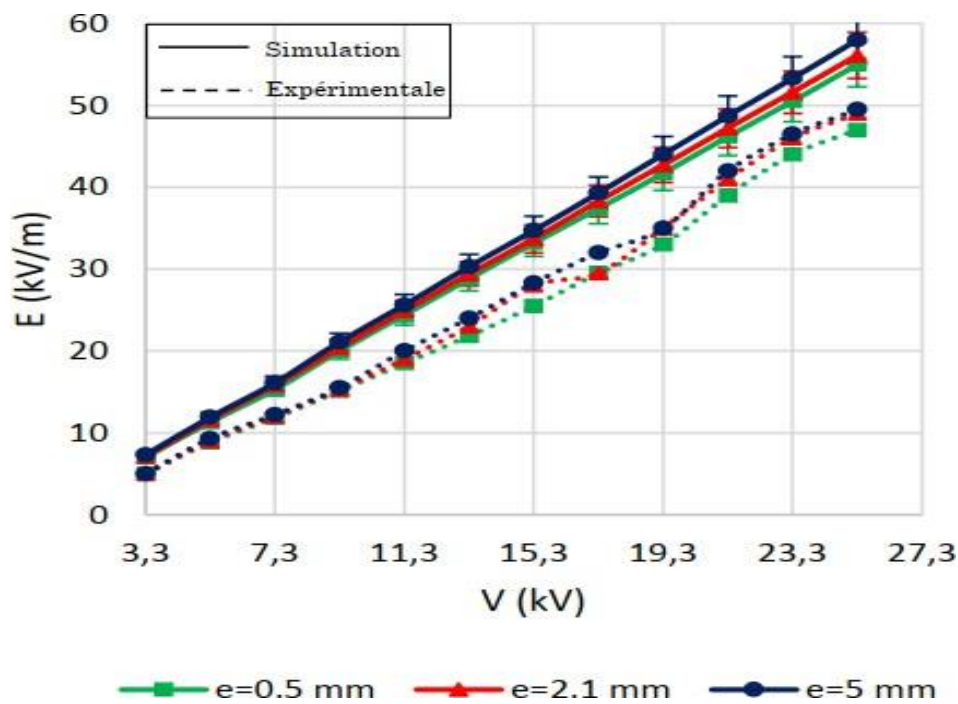


Figure 3.11 Influence de l'épaisseur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée ($a/d = 0\%$, $d = 5$ cm, $2L = 15$ cm, $\epsilon_r = 5,8$). [40]

3.2.2. Cas d'une barrière conductrice

Afin d'étudier l'influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan, nous avons déterminé la distribution du champ électrique dans le cas d'une barrière

Chapitre III Distribution du Champ Électrique dans les Petits Intervalles

conductrice en cuivre ($2L = 15\text{cm}$, $e = 2.1\text{mm}$) qui a les mêmes dimensions que la barrière isolante en bakélite. [40]

Les figures 3.12 et 3.13 montrent l'influence de la barrière conductrice sur la distribution du champ électrique au plan. A la figure 3.12, nous constatons que le champ électrique au plan est moins important pour une barrière isolante, donc la rigidité diélectrique du système est meilleure pour la barrière isolante que pour la barrière conductrice. [40]

Nous observons également une légère amélioration de la rigidité diélectrique du système après l'introduction d'une barrière conductrice en contact avec la pointe (figure 3.13) par rapport au système pointe-plan sans barrière. [41]

Nous remarquons également que lorsque nous nous approchons du bord du plan, le champ électrique augmente et devient presque égal au système sans barrière, ce qui n'est pas bon pour la rigidité diélectrique du système et cela est dû à l'effet des bords.

Il est donc important de choisir une électrode plane suffisamment grande pour éviter l'effet des bords. [49,50]

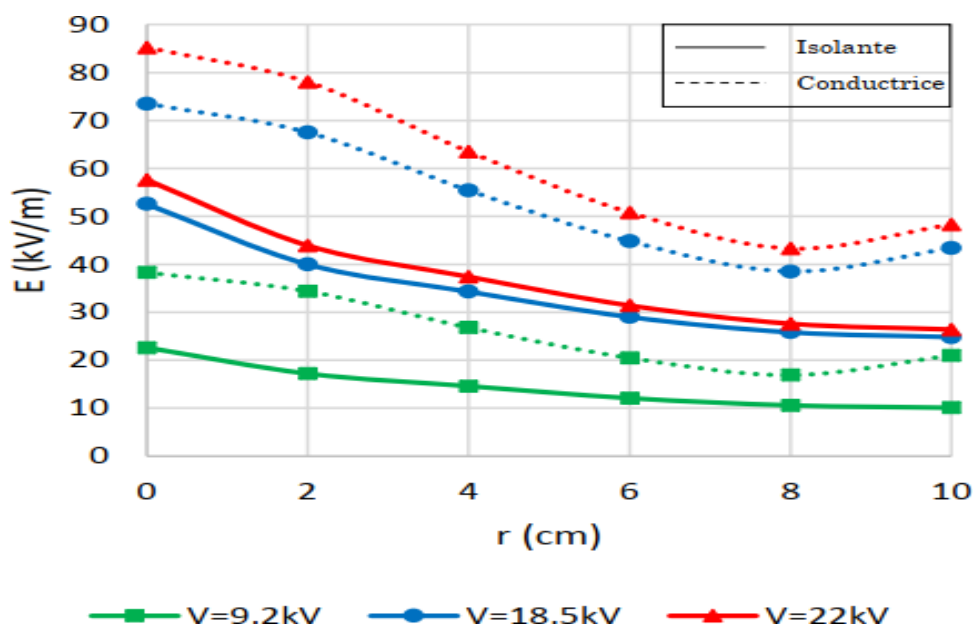


Figure 3.12 Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan ($a/d = 0\%$, $d = 5\text{ cm}$, $2L = 15\text{ cm}$) . [40]

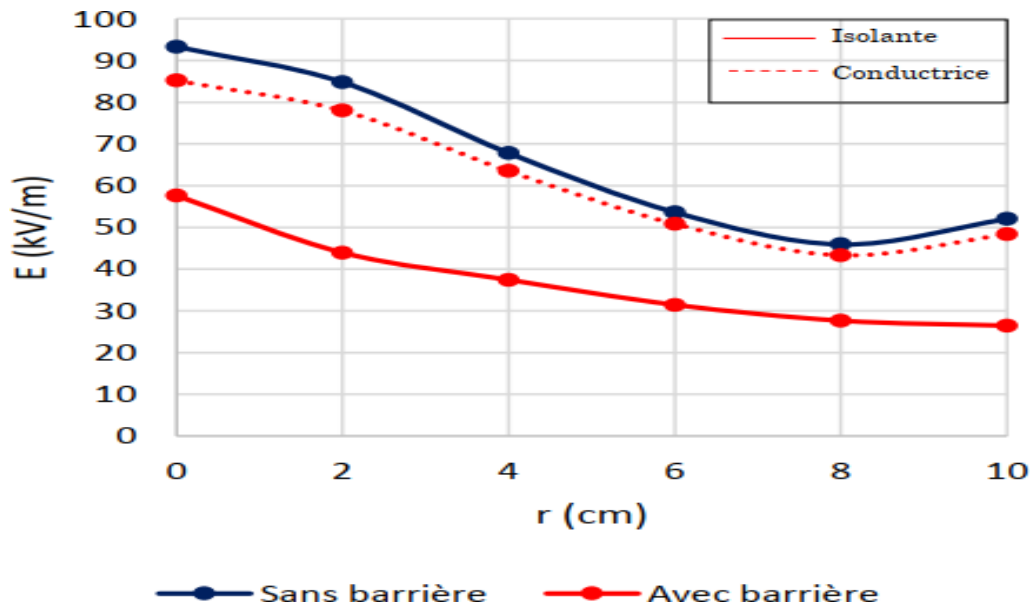


Figure 3.13 Influence de la nature de la barrière sur le champ électrique au plan
($V = 22$ kV, $a/d = 0\%$, $d = 5$ cm, $2L = 15$ cm). [40]

3.2.3. Champ électrique avec barrière polluée

Après avoir terminé le cas d'une barrière propre, nous passons maintenant à l'étude de l'influence de l'état de surface de la barrière sur la distribution du champ électrique pour deux cas de la pollution : uniforme et non-uniforme.

Dans ce qui suit, nous examinons l'influence de plusieurs paramètres, tels que la conductivité, la permittivité et l'épaisseur de la couche de pollution. Nous avons étudié l'influence de ces paramètres sur un côté de la barrière (en face de la pointe et en face du plan) et aussi dans les deux côtés de la barrière. [40]

1. Influence de l'épaisseur de la couche de pollution

L'étude de l'effet de l'épaisseur de la contamination sur la distribution du champ électrique au niveau est d'une grande importance pour déterminer la rigidité diélectrique de la disposition au niveau de la barrière terminale et l'emplacement de la contamination sur la barrière.

A partir des figures (3.14, 3.15, 3.17), nous observons que lorsque l'épaisseur de la pollution augmente, le champ électrique augmente. Cette augmentation de l'intensité du champ est beaucoup plus grande lorsque la conductivité de la couche de pollution augmente (3.16, 3.18). Pour des faibles valeurs de la conductivité et dans le cas d'une barrière polluée sur sa face supérieure (figure 3.14), nous remarquons que le champ électrique augmente mais reste éloigné du champ électrique obtenu dans le cas de la barrière conductrice. [40]

a) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode HT)

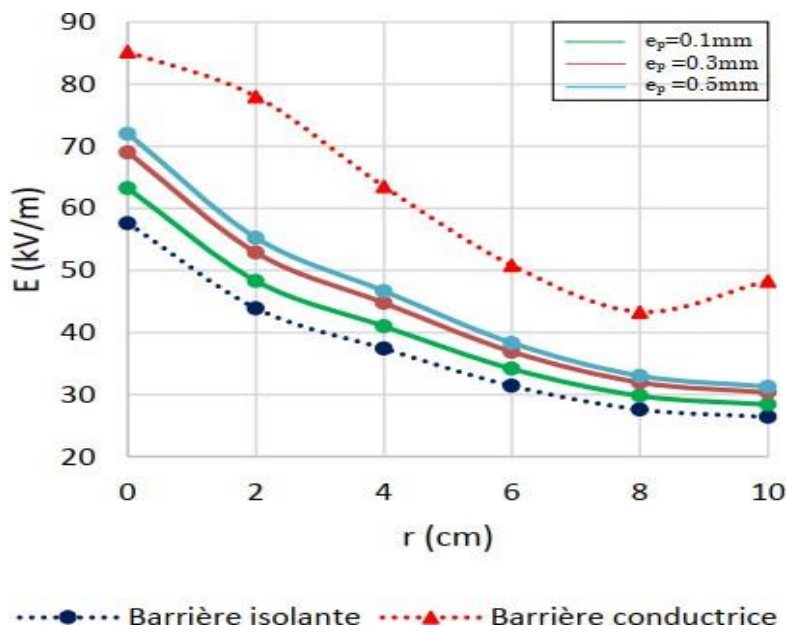


Figure 3.14 Distribution du champ électrique au plan ($d = 5\text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15\text{ cm}$, $e = 5\text{ mm}$, $\sigma = 0.0235\text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$).

b) Barrière polluée sur un coté (en face l'électrode mise à la terre)

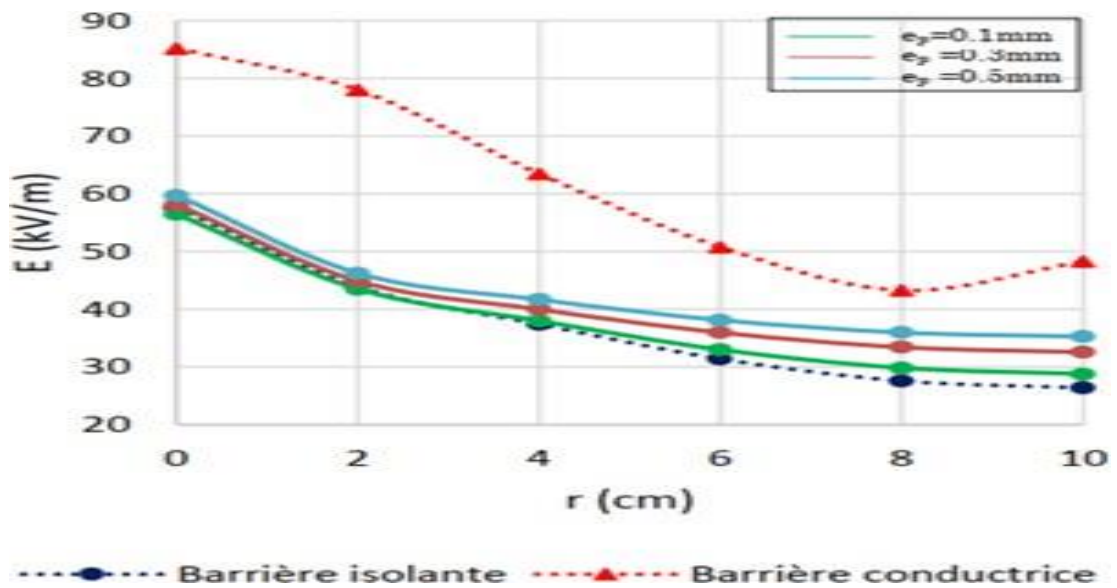
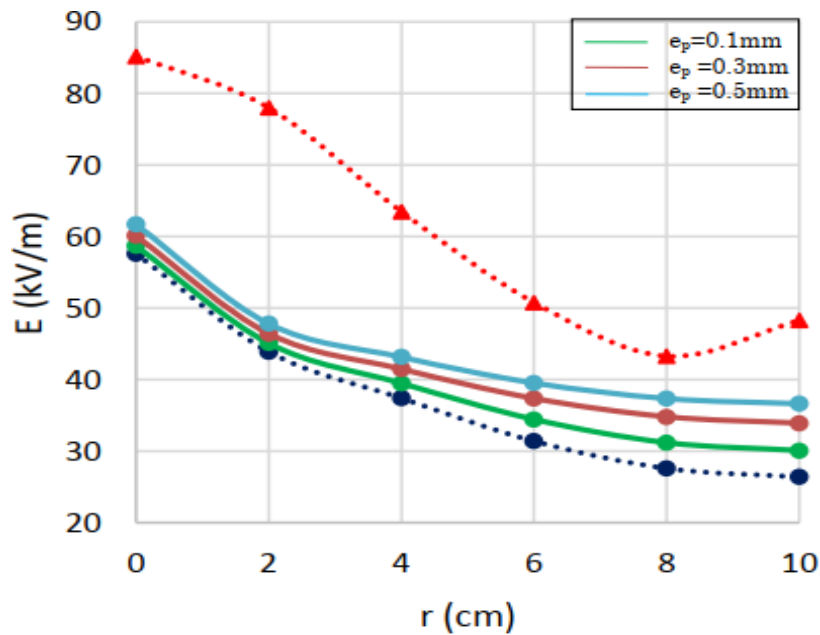


Figure 3.15 Distribution du champ électrique au plan ($d = 5\text{ cm}$, $a/d = 0\%$, $2L = 15\text{ cm}$, $e = 5\text{ mm}$; $\sigma = 0.0235\text{ mS/cm}$, $\epsilon_r = 80$).[40]

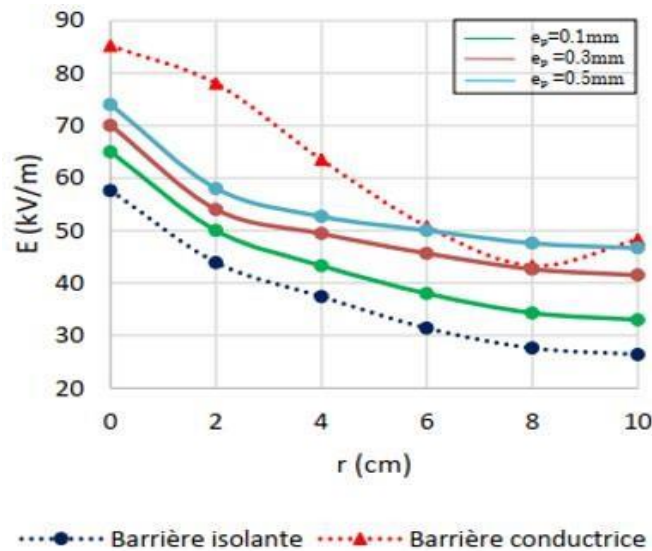


.....●..... Barrière isolante ▲..... Barrière conductrice

Figure 3.16 Distribution du champ électrique, au plan ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm, $e=5$ mm, $\sigma=1$ mS/cm, $\epsilon_r = 80$). [40]

c) Barrière complètement polluée

La barrière complètement polluée (figures 3.17, 3.18) provoque une augmentation plus importante du champ électrique, par rapport au cas où la barrière est seulement polluée sur sa surface supérieure. Ce résultat concorde avec les tests de claquage présentés par S. Mouhoubi [41].



.....●..... Barrière isolante ▲..... Barrière conductrice

Figure 3.17 Distribution du champ électrique au plan ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm, $e=5$ mm, $\sigma=0.0235$ mS/cm, $\epsilon_r = 80$). [40]

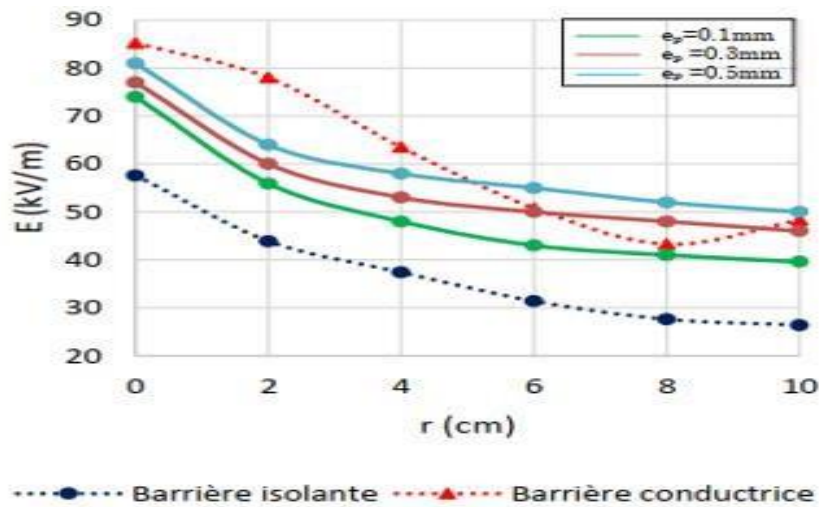


Figure 3.18 Distribution du champ électrique, au plan ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm, $e = 5$ mm, $\sigma = 1$ mS/cm, $\epsilon_r = 80$). [40]

3.2.4. Comparaison entre barrière polluée et barrière conductrice

Pour compléter notre étude, nous déterminons la valeur limite de la conductivité à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice. Nous prenons le cas d'une barrière polluée face à la pointe car c'est cette surface qui décidera de la valeur de la tension de claquage de l'arrangement pointe-barrière-plan. La distribution du champ électrique au plan pour chaque valeur de la conductivité est présentée à la figure 3.19 [40].

A partir de cette figure, nous pouvons dire qu'il existe une valeur limite à partir de laquelle la barrière polluée donne le même résultat que la barrière conductrice [51]. Dans notre étude, nous observons que cette valeur est égale à 2,25 mS/cm.

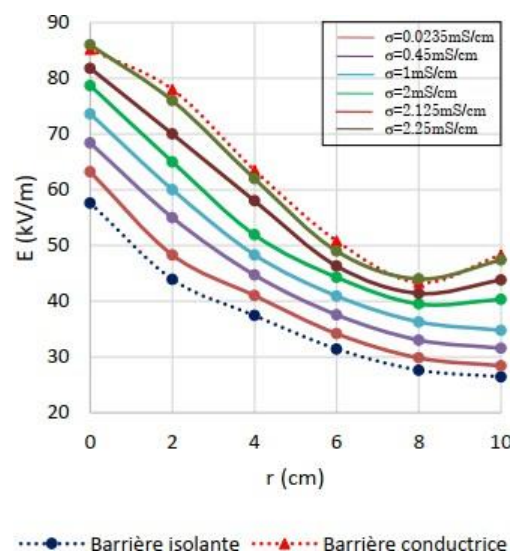


Figure 3.19 Distribution du champ au plan pour une barrière polluée et une barrière conductrice ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm, $e = 5$ mm, $e_p = 0.1$ mm) [40].

3.3. Conclusion

D'abord, nous avons commencé par étudier le cas d'une barrière propre (sans pollution), les paramètres, qui influencent le champ électrique, sont nombreux ; nous avons pris dans ce travail (la tension, les dimensions de la barrière, sa position dans l'intervalle, la distance entre les électrodes, la permittivité de la barrière). De plus, nous avons complété nos résultats en ayant simulé d'autres paramètres qui sont la nature de la barrière, le nombre des barrières utilisés et les barrières perforées. Nous avons conclu ce qui suit.

La présence d'une barrière réduit la valeur du champ électrique et augmente ainsi la résistance d'isolation du système électrique, Nous avons également conclu que plus la tension appliquée au système est élevée, plus la valeur du champ électrique est élevée et donc la force diélectrique dans le système étudié diminue.

L'emplacement de la barrière Isha a également un effet sur la valeur du champ électrique, de sorte que la barrière s'approche du pôle haute tension chaque fois que le champ électrique diminue.

Comme nous l'avons également constaté, il existe une grande différence de valeur du champ électrique dans le cas d'une barrière isolante et d'une barrière conductrice, où la valeur du champ était grande en présence d'une barrière conductrice par rapport à l'état isolant.

Conclusion

générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Tout d'abord, nous avons commencé par une présentation de l'état de l'art sur les différents mécanismes de décharge dans l'air. Nous avons présenté aussi l'influence des différents paramètres sur la rigidité diélectrique des systèmes d'électrodes non-uniformes (tige _ plan).

◆ La variation du champ électrique est influencée par des paramètres concernant la barrière (la nature du matériau, ses dimensions, etc.). Elle est également influencée par la configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, position de la barrière, etc.). Nous pouvons observer quel paramètre a le plus d'influence sur le champ électrique pour pouvoir optimiser les dimensions et le coût d'un système d'isolation dans les intervalles pointe-barrière-plan.

◆ La variation du champ électrique est influencée par des paramètres concernant la barrière (la nature du matériau, ses dimensions, etc.). Elle est également influencée par la configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, position de la barrière, etc.). Nous pouvons observer quel paramètre a le plus d'influence sur le champ électrique pour pouvoir optimiser les dimensions et le coût d'un système d'isolation dans les intervalles pointe-barrière-plan.

◆ Le système avec barrière est plus rigide que celui sans celle-ci quelle que soit la configuration considérée et la tension de claquage de l'intervalle d'air du système est pratiquement décroît quelle que soit la position de l'écran dans l'intervalle interélectrode.

◆ La tension disruptive de l'intervalle d'air de système pointe- barrière -plan de forme circulaire est plus grande que celle de système pointe-barrière carrée-plan.

◆ En ce qui concerne la barrière métallique la rigidité diélectrique du système est légèrement améliorée.

◆ D'après nos résultats, il existe différentes épaisseurs de couches de contamination, qui ont un effet sur la répartition du champ électrique et, par conséquent, affectent la rigidité diélectrique du système étudié.

Références

bibliographiques

Références bibliographiques:

- [1] **I. Fofana**. "Modélisation de la décharge positive dans les grands intervalles d'air. Energie électrique", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [2] **M. Guenfoud, D. Mida**, "Influence de la largeur des écrans isolants sur l'amorçage des intervalles d'air pointe-plan", Projet de fin d'études, Ecole Nationale Polytechnique, 1996.
- [3] **Mamadou Coulibaly**. Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide - Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale. Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [4] **M. Kherchouche**, "Calcul numérique du champ électrique dans les intervalles d'air Tige-Barrière-Plan", Projet de fin d'études, Ecole Nationale Polytechnique, 1995.
- [5] **J. L. Jakubowski, A. Boubakeur**, "Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières", Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [6] **L. Ming, M. Leijon, T. Bengtsson**, "Barriers effect in air-gaps under DC voltage", Proc. Nordic Ins. Symp., pp. 7.2/315-24, Vaasa, Finland, 1994.
- [7] **P. A. Bruyn, R. G. van Heeswijk**, "Influence of a dielectric barrier on the DC and AC breakdown strength of a point-to-plane gap in air", Conf. Rec., IEEE Int. Symp. Electr. Ins., pp. 234-238, Montreal, Canada, 1984.
- [8] **A. Boubakeur, M. Boutlendj**, "Screen size influence on the AC breakdown voltage of a point-screen-plane arrangement", Journal of Technology, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers, N°1, pp.3-10, 1986.
- [9] **S. M. Lebedev, O. S. Gefle, D. P. Agoris, Yu P. Pokholkov**, "Barrier effect in dielectrics", 6th Int. Conf. Prop. And Appl. Diel. Mat, pp. 895-898, China, 2000.
- [10] **M. Hairour**, "Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension", Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, 2007.
- [11] **J. J. Lowke and R. Morrow**, "Theory of electric-corona including the role of plasma chemistry", Pure and Applied Chemistry, vol. 66, pp. 1287-1294, 1994.
- [12] **N. L. Aleksandrov and E. M. Bazelyan**, "Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure," Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 29, pp. 740-752, 1996.

- [13] **M. S. Benilov and G. V. Naidis**, "Modeling of low-current discharges in atmospheric pressure air taking account of non-equilibrium effects", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, pp. 1834-1841, 2003.
- [14] **A. Haddad and D. Warne** "Advances in High Voltage Engineering", published by IET 1st edition, 2004.
- [15] **S. Singh**, "Computational framework for studying charge transport in high-voltage gas-insulated systems", thesis for the degree of philosophy, Sweden, 2017.
- [16] **E. Kuffel, W. S. Zaengl, and J. Kuffel**, "High voltage engineering: Fundamentals", 2nd ed. Oxford; Boston: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [17] **E. Badaru, J. Popescu**, « Gaz ionisé –décharges électriques dans les gaz », Edition DunodParis,1965.
- [18] **C. Gary**, « Effet couronne sur les réseaux électriques aériens », *Technique de l'ingénieur*,D4440, pp. 1-25.
- [19] **L. B. Loeb**, « Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms » University ofCalifornia Press, USA, 1965.
- [20] **M. Giralt**, « Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T», Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon,France, 1999.
- [21] **F . W. Peek**, « Phénomènes diélectriques dans la technique de haute tension », Delagrave, Paris, 1929.
- [22] **H. Yala, A. Kasdi, Y. Zebboudj**, « Analysis of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona»,*European Journal of applied physique*,vol 21, pp.45- 52, 2003.
- [23] **A. Samuila, L. Dascalescu, R. Tabazeon**, « Breakdown of ionised air gaps in the presence of spherical conductive particle », session 2143, 9th International Symposium on High Voltage Engineering ISH, pp.1-4, Graz, 1995.
- [24] **Z. You Bin**, « The influence of the electrode material of rod-rod gap with tip on its DC breakdown voltage », session 2135, 9th International Symposium on High Voltage Engineering ISH,pp.1-2, Graz, 1995.
- [25] **M. N. Slosiar**, «Matériaux de l'électrotechnique», Ecole Nationale Polytechnique, Alger,Algérie, 1966.
- [26] **A. Boubakeur**, «Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe –plan», Thèse de doctorat, EP Varsovie, Pologne, 1979.

- [27] **A. Boubakeur**, « Discharge phenomena in long air gaps with insulation screen », 4th International Symposium on High Voltage Engineering, 4th ISH, paper 44-05, Athens, Greece, 1983.
- [28] **L. Ming, M. leijon , T.Bengtsson**, «factors influencing barrier effects in air gaps», 9th International Symposium on High Voltage Engineering, ISH 1995, paper 2168, Graz Convention Center, Austria, 1995.
- [29] **L. Mokhnache, A. Boubakeur,S. Boukhteché**, «Modèle de calcul de la rigidité diélectrique de l'air dans un arrangement pointe-barrière-plan en présence de la charge d'espace par la méthode des éléments finis», 2^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension ,CNHT 1997, pp,24-29 , Tizi – Ouzou, Algérie, 1997.
- [30] **J. L. Jakubowski, A. Boubakeur**, «Rigidité diélectrique des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrière». Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, 10 séries des sciences, volume 28, N°9-10, pp.141-146, 1980.
- [31] **I. Fofana, A. Beroual , A. Boubakeur**, «Influence of insulating barriers on positive long air gaps in divergent field». 11th International Symposium on High Voltage Engineering ISH99. IEE Conference Publication N°467, Vol 3, pp321-324, London, U.K,September 1999.
- [32] **A. Beroual , A. Boubakeur**, «Influence of barriers on the lightning and impulse strength of mean air gaps in point/plane arrangements». IEEE Transaction on Electrical Insulation. Vol. 26, N° 6,pp,1130-1139, December 1991.
- [33] **A. Boubakeur**, «Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe – plan». Rozprawy Electrot, (Académie Polonaise des Siences), Vol.27, N°3, pp 729-744,Varsovie, Pologne, 1981.
- [34] **M. V. Sokolova, A. N. Zhukov**, «Influence of barrier surface properties on the discharge in a narrow gas gap», 9th International Symposium on High Voltage Engineering. 9th ISH 1995, paper 2899, Graz convention center Austria,1995.
- [35] **M. A. Handalla , M. Moudoud**, «Courant de préclaquage d'une isolation air-barrière en tension alternative». 2^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension , CNHT 1997, pp 170-175, Tizi-Ouzou, Algérie, 1997.
- [36] **L. Mokhnache**, «Contribution à l'étude de l'influence des barrières isolantes d'air pointe-plan par le calcul numériques du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace»,Mémoire de Magister, Université de Batna, Algérie, 1997.

- [37] **A. Boubakeur, L. Mokhnache**, «Potentiel d'une barrière conductrice flottante dans un intervalle d'air pointe-plan», 1^{ère} Conférence Nationale sur la Haute Tension, CNHT 1995, pp 27-31, Bejaia, Algérie, 1995.
- [38] **L. Mokhnache, A. Boubakeur, S. Boukhtache**, «Calcul numérique du champ et du potentiel dans un intervalle d'air pointe-barrière-plan en présence de la charge d'espace», Proceedings of the IEEE International conference, On Electrical Engineering, 1997, pp 244-248, Batna University, Algérie, 1997.
- [39] **G. Leroy, C. Gary**, «Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tension», Éditions Eyrolles, 1984.
- [40] **B. Mohamed Abdelghani** "Influence de la charge d'espace sur la distribution du champ dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan", Thèse de Doctorat Laboratoire de Recherche en Electrotechnique (LRE) - Ecole Nationale Polytechnique (ENP) 10, Avenue des Frères Oudek, Hassen Badi, BP. 182, 16200 El Harrach, Alger, Algérie. 2020
- [41] **S. Mouhoubi**, "Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe -plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles", Thèse de Doctorat en Sciences - Ecole Nationale Polytechnique, Algeria, 2008-
- [42] **S. Mouhoubi, A. Boubakeur**, "Partial discharges behaviour in a rod-plane arrangement with an insulating barrier", Archives of Elect Eng. vol. I.VI. no. 3-4, pp. 187-196, 2007..
- [43] **S. Mouhoubi**, "Mesure du champ électrique avec la sonde polarisée de Tassicker lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan", Thèse de magister. Université de Bejaia, 1996.
- [44] **R. Vogelsang, T. Farr, K. Froehlich**, "The effect of barriers on electrical tree propagation in composite insulation materials", IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul. vol. 13, no. 1, pp. 373-382, 2006
- [45] **F.V. Topalis, M.G. Danikas**, "Breakdown in air gaps with Solid Insulating Barrier Under Impulse Voltage Stress", Facta Universitas, SA, Electrical Engineering. 18: 87-104, 2005.
- [46] **L. Ming, M. Leijon, and T. Bengtsson**, "Factors Influencing Barrier Effects in Air Gaps", 9th Int. Symposium on High Voltage Engineering, Graz, Austria, Vol. 2, pp. 2168-1 - 2168-4, 1995.
- [47] **S. Merabet, R. Boudissa, S. Slimani and A. Bayadi**, "Optimisation of the dielectric strength of a non-uniform electric field electrode system under positive DC voltage by insertion of multiple barriers", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 21, pp. 74-79, February 2014

- [48]. **A. Boubakeur, L. Mokhnache, A. Feliachi**, "Theoretical Investigation on the Barrier Effect on Pointe-Plane air gap Breakdown Voltage Based on Streamer Criterion", IEE Proc SCI Meas, Technol. 151(3): 167-174, 2004.
- [49] **B. Boubekki**, "Mesure du champ électrique dans un système pointe-plan avec barrière isolante sous tension de choc de foudre", Mémoire de Magister, École nationale polytechnique d'Alger, 2006.
- [50] **M.A. Benziada, A. Boubakeur, A. Mekhaldi**, "Numerical Simulation with Experimental Validation of the Electric Field Distribution in Point-Barrier-Plane Air Gaps", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, No. 6, pp. 2093-2102, 2018
- [51] **S. Mouhoubi**, R. Boudissa, O. Iamarene, "Influence d'une barrière isolante polluée sur la rigidité diélectrique d'un système d'électrodes pointe-plan", 6ème Conférence Nationale sur la Haute Tension CN
- [52] HT'07, Taghit 2007.

Résumé

La barrière isolante a pour effet d'augmenter la rigidité diélectrique de l'espace entre les surfaces des pointes. Surtout si le pic est sous polarité positive ou sous tension alternative 50 Hz.

Le but de l'étude est de déterminer la répartition des champs électrostatiques par la méthode des éléments finis (en utilisant COMSOL) à de tels intervalles afin d'étudier l'influence de la barrière tant dans ses propriétés d'obstacle géométrique que de propriété "électrostatique".

L'évolution du champ électrique est influencée par les paramètres de la barrière (type de matériau, dimensions, etc.). Elle est également affectée par la configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, position de la barrière, etc.).

Il est possible d'observer quels paramètres ont la plus grande influence sur le champ électrique afin de pouvoir optimiser les dimensions et le coût du système d'isolation à la distance puce-barrière.

Abstract

The insulating barrier has the effect of increasing the dielectric strength of the space between the tip surfaces. Especially if the peak is under positive polarity or under 50 Hz alternating voltage .

The aim of the study is to determine the distribution of electrostatic fields by the finite element method (using COMSOL) at such intervals in order to study the influence of the barrier both in its geometric obstacle and property properties " electrostatic " .

The evolution of the electric field is influenced by the parameters of the barrier (type of material, dimensions, etc.). It is also affected by the configuration of the interval (length of the interval, position of the barrier, etc.).

It is possible to observe which parameters have the greatest influence on the electric field in order to be able to optimize the dimensions and cost of the insulation system at the chip-barrier distance.

ملخص

يؤثر الحاجز العازل على زيادة قوة العزل الكهربائي للمسافة بين أسطح الأطراف. خاصة إذا كانت الذروة تحت قطبية موجبة أو أقل من 50 هرتز من الجهد المتناوب.

هدفت الدراسة إلى تحديد توزيع المجالات الكهروستاتيكية بطريقة العناصر المحدودة (باستخدام "كمبوسول") عند هذه الفترات لدراسة تأثير الحاجز سواء في عائقه الهندسي أو في خواصه "الكهروستاتيكية". ويتأثر أيضًا بتكوين الفاصل الزمني (طول الفاصل الزمني، وموضع الحاجز، وما إلى ذلك).

من الممكن ملاحظة الخصائص التي لها التأثير الأكبر على المجال الكهربائي حتى تتمكن من تحسين أبعاد وتكلفة نظام العزل على مسافة حاجز الشريحة.