

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ORAN
- MOHAMED BOUDIAF -

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

THESE

En vue de l'obtention du diplôme de Magister

Spécialité : Electrotechnique

Option : Haute tension

Par :

ZIANI Djamel

Ingénieur d'état en électrotechnique option réseaux électriques

Intitulé :

***INFLUENCE DE LA FORME DES ELECTRODES
SUR LE CONTOURNEMENT DES ISOLATEURS
PROPRES.***

Soutenu devant le jury constitué de :

Mr. H. HADI	Professeur	USTO	PRESIDENT
Mr. S. FLAZI	Professeur	USTO	RAPPORTEUR
Mr. A. HENNAD	Professeur	USTO	EXAMINATEUR
Mr. A. HAMID	Maître de conférences	USTO	EXAMINATEUR

A

Mon père et à ma Mère

Mes frères et sœurs

Mes amis

REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à mon directeur de recherche, le **Dr S. FLAZI**, pour avoir cru en mes capacités pour mener à bien ce travail qu'il a toujours dirigé avec une très grande rigueur scientifique. Sa disponibilité, ses conseils, ses encouragements. Qu'il trouve ici le témoignage de toute ma gratitude.

Mes remerciements vont au **Dr H. HADI**, responsable du laboratoire de la haute tension et des décharges électriques, pour son aide durant toute la période de notre travail et je le remercie aussi pour l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également les docteurs **Mr. A. HENNAD**, **Mr. A. HAMID** qui ont bien voulu accepter d'examiner ce travail.

Je remercie aussi **Mr. B. Noureddine** pour avoir m'aidé dans mes travaux et son aide été bien utile.

Je ne saurais terminer sans adresser mes plus vifs remerciements à toutes les personnes, qui par leur soutien (moral, physique ou autres) de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail et plus particulièrement à toute ma famille, mes amis (Ladhem Smain, Boudalia youcef) .

Résumé

La présence de la surface de diélectrique a comme premier effet la distorsion du champ électrique. Cette distorsion est induite par la déformation des lignes de champ qui sont déformées et dirigées vers la surface, accentuant ainsi le champ tangentiel et le champ dans la zone de l'électrode HT. Plus la distorsion du champ est accentuée, plus le champ tangentiel à la surface sera intense. Dans ce contexte la contribution de la surface dans la génération d'électrons primaires et dans les ionisations collisionnelles sera renforcée. Par contre un plus grand facteur de forme traduit une distorsion des lignes de champ moins grande. Ainsi la proportion des lignes de champ existant dans l'air augmente et avec, la probabilité d'amorçage d'un streamer dans l'air se qui conclu que la surface du diélectrique et la formes des électrodes sont des facteurs supplémentaire influençant le claquage des interfaces solide/gaz.

Sommaire

Introduction générale	1
Objectifs de recherche	2
Organisation des chapitres	3

CHAPITRE 1

CONTOURNEMENT DES ISOLATEURS POLLUEES

I-Introduction	7
I.1-Profil de l'isolateur	8
I.1.1- Caractéristiques d'un isolateur	9
I.1.2- Type d'isolateur	9
I.1.2.1 Isolateur rigide	9
I.1.1.2-Isolateur suspendu	10
I.2- La pollution	12
I.2.1- Classifications de la pollution selon son origine.....	13
I.2.1.1- pollution d'origine naturelle.....	13
I.2.1.2- pollution d'origine industrielle.....	14
I.3- Contournement	14
I.4- Mécanisme physiques responsables de la propagation de la Décharge	18
I.4.1-Hypothèse de wilkins et Baghdadi.....	18
I.4.2- Hypothèse de Jolly.....	20
I.4.3- Hypothèse de Rahal.....	20
I.4.4- Hypothèse de Flazi.....	22
Conclusion	24

CHAPITRE II

MECANISME DE DECHARGE DANS L'AIR ET EN PRESENCE DE SURFACE DIELECTRIQUES

II.1- Introduction	27
II.2- Electrons primaire	27
II.3- Ionisation, recombinaison et attachement électronique	28
II.4- Avalanche électronique – décharge sombre de Townsend	30
II.4.1- Décharge streamers	34
II.4.1.1- Amorçage du streamer – notion de volume critique.....	34
II.4.2.2- Propagation des streamers positifs et négatifs.....	34
II.4.2.3-Caractéristiques d'une décharge positive dans l'air pour un intervalle pointe – plan.....	40

II.4.2.3.1- La première couronne – l’effet couronne.....	42
II.4.2.3.2-La période sombre.....	43
II.4.2.3.3-Le saut final.....	45
II.5-Théorie des décharges surfaciques.....	47
II.5.1-La distorsion du champ électrique.....	48
II.5.2-L ‘accentuation du taux net d’ionisation.....	50
II.5.3-L’accumulation de charges surfaciques.....	53
II.5.3.1.-Les mécanismes de génération de charges surfaciques.....	54
II.5.3.2.- Accumulation de charges surfaciques.....	57
II.5.3.2.- Charges surfaciques et champ électrique.....	58
II.5-Caractéristiques optique des décharges glissantes.....	59
Conclusion.....	62

CHAPITRE III

PARTIE EXPERIMENTAUX

III.1- Equipement de test et de mesure.....	66
III.1.1- Systèmes d’électrodes.....	67
III.1.2- Mesure de la tension de claquage.....	68
III.1.3-Mode opératoire.....	68
III.2- Résultats de mesure.....	69
III.2.1-Cas pointe – plan (cas de référence).....	69
III.2.2-Cas pointe – barre.....	72
III.2.3-Cas barre – barre.....	75
III.2.4-Cas plate – plate.....	80
III.2.5-Cas sphère – sphère.....	84
III.2.2-Cas de charge glissante.....	86
III.2.2-Cas d’un isolateur solide.....	89
III.3-Analyses et interprétations	91
Conclusion.....	96
Conclusion générale.....	97
Références bibliographiques	

Introduction générale

De nombreux travaux ont déjà révélé qu'une décharge électrique se propageant sur une surface solide est un phénomène très difficile à interpréter. La contribution et les mécanismes physiques impliqués dans son développement ne sont en effet pas encore totalement comprises. D'ailleurs le manque de réelle compréhension sur le sujet expliquerait largement qu'à ce jour, il ne soit encore disponible aucun critère analytique ou empirique fiable capable de prédire l'apparition et la propagation de la décharge électrique. Les études entreprises jusqu'ici sur le sujet ont tenté d'élaborer de tels critères en s'intéressant à des investigations expérimentales qui ont traité de divers paramètres notamment électriques, géométriques et environnementaux. Elles n'ont toutefois pas réussi à élaborer une théorie claire et complète du phénomène.

En présence d'une surface diélectrique, beaucoup de travaux ont aussi été effectués pour déterminer les paramètres les plus influents dans le processus d'établissement de la décharge. Cependant, il restait encore à analyser les résultats sur une base physique et à étudier l'interaction dynamique entre la surface de diélectrique et la décharge. Cette étude de Magister s'inscrit dans ce cadre et tente d'étudier l'influence de la forme des électrodes et les mécanismes physiques impliqués dans l'apparition et la propagation d'une décharge électrique sur une surface de diélectrique.

Nous présenterons dans les paragraphes suivants les objectifs assignés à ces présentes investigations. Nous aborderons ensuite brièvement la méthodologie expérimentale qui accompagnera notre étude avant de conclure par la présentation de la structure des différentes parties composant cette thèse.

1. Objectifs de recherche :

Plusieurs objectifs pourraient être assignés à ce projet, nous sommes donné comme objectif principal l'analyse et l'interprétation de l'influence de la forme des électrodes et les mécanismes physiques impliqués dans l'apparition et la propagation d'une décharge électrique sur une surface de diélectrique. Néanmoins pour bien élaborer nos investigations, nous avons fixé les objectifs spécifiques explicités ci-dessous.

- **Observation et interprétation des décharges visibles en présence d'un diélectrique**

Pour étudier les mécanismes physiques impliqués dans le processus d'établissement d'une décharge en présence d'un diélectrique, nous allons mener tout d'abord des investigations expérimentales pour explorer davantage les caractéristiques des streamers.

Nos travaux seront menés sur des intervalles d'air de plus petites dimensions. De plus, ils seront effectués à l'aide d'une caméra numérique permet ainsi d'observer l'extension des décharges et d'étudier le développement des couronnes de streamers en déterminant leur zone d'apparition, et la propagation de celles-ci. Les images obtenues nous permettront donc d'analyser l'influence de la présence d'une surface de diélectrique sur le développement d'une décharge qui s'y propage. Les enregistrements seront comparés à ceux obtenus en absence du diélectrique pour mieux interpréter les observations.

• Détermination de paramètres d'apparition et de propagation de la décharge

Dans les études concernant les décharges électriques, les paramètres d'analyse sont habituellement subdivisés en termes de paramètres d'initiation et de paramètres de propagation. Dans nos investigations nous nous intéresserons à des mesures telles la tension de claquage et le champ d'apparition des premières des streamers, la propagation des streamers. Les paramètres expérimentaux considérés seront essentiellement, la tension appliquée, la forme des l'électrode, la distance inter-électrodes. Nous établirons la relation entre ces paramètres expérimentaux et les caractéristiques du développement des streamers. Ces mesures seront effectuées dans les mêmes conditions pour l'air, qui sera considéré dans nos travaux comme étant le cas de référence.

2. Organisation des chapitres :

Il est bien connu que l'objectif de tout chercheur chargé d'étudier l'isolement diélectrique en haute tension est d'éviter, l'initiation d'une décharge à l'arc malgré l'apparition de phénomènes de pré-claquage (couronne, streamers). Cependant pour éviter les contournements, il faudrait connaître au moins les mécanismes physiques fondamentaux de la décharge électrique. Dans Le premier chapitre, nous exposons de manière bibliographique, le profile et le types d'isolateurs électriques, types de pollution, les étapes du contournement électrique des isolateurs pollués ainsi que le mécanisme de propagation de la décharge électrique, l'intérêt qu'il suscite se fait sentir dans de plus en plus de pays touchés par ce problème. Depuis environ une trentaine d'années, un nombre important de laboratoires se sont intéressés à la problématique du contournement électrique des isolateurs pollués.

Dans ce qui suit, nous traiterons tout d'abord au deuxième chapitre les mécanismes de décharge dans l'air et en présence de surface diélectrique. Cette partie est divisée en deux grandes sections. La première traitera essentiellement la théorie des décharges électriques dans l'air ; l'air étant considéré comme cas de référence dans cette présente étude (streamers, couronnes, Caractéristiques d'une décharge dans l'air dont l'initiation et la propagation de la décharge). La deuxième section abordera en détails la théorie des décharges en présence de surface diélectrique et mettra l'accent sur les mécanismes d'accumulation de charges surfaciques (génération, transport, l'accumulation sur la surface diélectrique).

Dans le troisième chapitre, nous allons dans un premier temps décrire l'équipement de test et de mesure, la cellule de tests et les électrodes sur lesquelles sera déposé et les modèles géométriques. Nous présenterons les différents résultats obtenus, l'initiation de la décharge électrique, la propagation des streamers, l'influence des charges surfaciques sur le processus d'une décharge électrique sur un diélectrique. Nous exposerons des Tableaux et des Figures et aussi des photos obtenue par la défragmentation des séquencés vidéo pendant les mesures de la décharges puis l'analyse des résultats et en terminera par une conclusion générale déduites des résultats et des discussions abordés dans les chapitres précédents.

CHAPITRE I

CONTOURNEMENT DES ISOLATEURS POLLUEES

Dans ce chapitre nous résumons l'étude bibliographique concernant les types d'isolateur, les types de pollution, le contournement des isolateurs pollués et son mécanisme physique.

I- Introduction :

La consommation d'énergie électrique augmente sans cesse toutes les années. Pour satisfaire la demande des consommateurs, il faut que les isolateurs jouent un rôle primordial dans la sécurité du transport et de la distribution d'énergie. Dans ces conditions, les isolateurs sont exposés aux diverses formes de pollution.

Les isolateurs des réseaux électriques à haute tension sont exposés en général à trois phénomènes distincts qui peuvent causer des arcs de contournement:

- surtension par la foudre
- surtension de manœuvre
- contournement électrique des isolateurs pollués.

Des particules en suspension dans l'air sous forme de sel de mer, de pollution industrielle et de pollution naturelle se déposent sur la surface des isolateurs. En présence d'humidité (brouillard, rosée, pluie, neige fondante, givre et verglas), une couche déposée devient conductrice.

Dans le cas des isolateurs humides et contaminés, à cause de la non-uniformité de la distribution du courant de fuite sur la surface des isolateurs, des zones sèches se forment et, dû à leurs grandes résistivités, elles supportent une partie importante de la tension appliquée. Lorsque le gradient de la tension est trop élevé, une décharge partielle se produit dans l'air. Dépendamment du degré de contamination et d'autres facteurs (niveau de tension, taux de pollution), un contournement électrique peut se produire.

Le contournement d'un isolateur est l'allongement d'une décharge électrique sur sa surface jusqu'à relier ses deux extrémités. En tenant compte des

propriétés du diélectrique, employé, la géométrie de l'isolateur est calculée pour qu'il supporte sans rupture diélectrique.

I.1- profil d'un isolateur :

Dans les lignes de transport électrique, l'isolant principal est l'air. Cependant, on utilise des isolateurs attachés à des pylônes afin de maintenir les câbles suspendus dans les airs. Dans ce cas, l'isolant joue un rôle essentiellement mécanique. Il n'en demeure pas moins que le matériau utilisé doit posséder d'excellentes propriétés d'isolation électrique en plus l'isolateur capot et tige en verre trempé ou porcelaine sont couramment utilisé sur les réseaux à courant alternatif (AC) jusqu'à 800kv et sur les réseaux à courant continu (DC) jusqu'à 600kv.

Pour assurer sa fonction, le profil de l'isolateur doit satisfaire les conditions suivantes voir **Figure I.1** :

- une longueur de fuite maximum.
- un nombre optimum de nervures (pour une taille donné de l'isolateur) qui permet d'avoir une tension de contournement plus élevée.
- une géométrie de l'isolateur permettant le nettoyage naturel de ce dernier par le vent ou la pluie.
- des diamètres de l'isolateur différents assurant une contamination non uniforme et donc des tensions de contournement plus élevée.

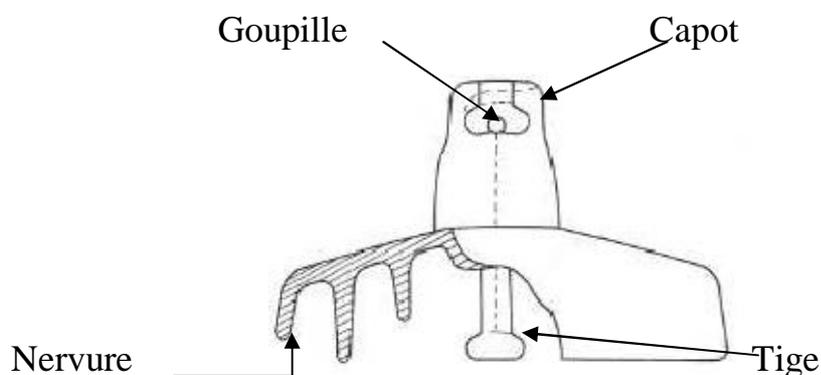


Figure I.1: profil de l'isolateur.

I.1.1- Caractéristiques d'un isolateur [5,19]:

Parmi les valeurs spécifiées dans les normes d'essais d'isolateurs, nous pouvons citer [5,19] voir **Figure I.2** :

- Le pas **P** : C'est la distance séparant deux parties homologues de deux isolateurs consécutifs dans une chaîne. La détermination de ce paramètre nous permet donc de connaître la longueur d'une chaîne ayant un nombre donné d'isolateurs.
- La ligne de fuite **L_f** : C'est la plus courte distance, suivant les contours de la surface extérieure des parties isolantes, mesurée entre les parties métalliques (armatures de l'isolateur).
- La ligne de contournement **L_c** : C'est la distance la plus courte dans l'air entre deux parties conductrices.

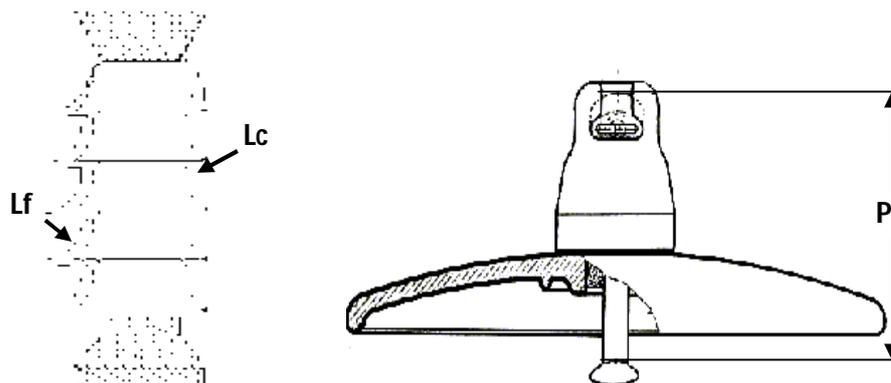


Figure I.2 : Les caractéristiques d'un isolateur

I.1.2- Type d'isolateur [1, 2]:

Les principaux types d'isolateurs sont [1, 2] :

I.1.2.1- Isolateur rigide :

Ce type d'isolateur permet d'obtenir une liaison rigide entre le support et le câble. Il est constitué d'une ou de plusieurs pièces isolantes encastrées et scellées les unes dans les autres. Ces isolateurs sont fixés au pylône par des

ferrures de forme diverses. Ils sont principalement utilisés dans les lignes aériennes pour des tensions ne dépassant pas généralement 60 kV. Les isolateurs rigides peuvent être placés en position horizontale, verticale.

Il existe deux types principaux d'isolateurs rigides : les isolateurs rigides à tige et les isolateurs rigides à socle.

Isolateur rigide à socle : Isolateur rigide qui comporte une ou plusieurs pièces en céramique ou en matériau synthétique, assemblées de façon permanente sur un socle métallique, et qui est destiné à être monté sur un support au moyen d'une tige centrale ou de boulons solidaires du socle.

Isolateur rigide à tige : Isolateur rigide qui comporte une ou plusieurs pièces en céramique en forme de cloche, assemblées de façon permanente, et qui est destiné à être monté sur un support au moyen d'une tige à visser à l'intérieur de l'isolateur voir **Figure I.3**.

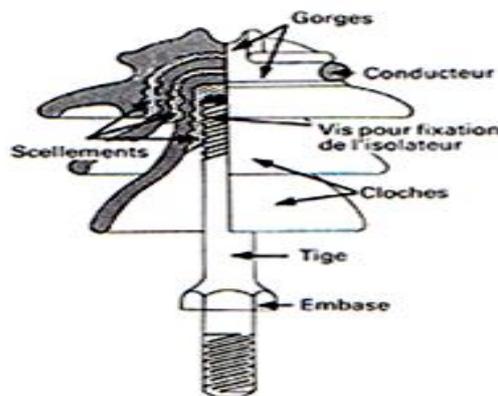


Figure I.3 : Isolateur rigide à tige.

I.1.2.2- Isolateur suspendu :

Il est constitué de matériaux isolants équipés de pièces métalliques de liaison. Ces derniers sont nécessaires afin de pouvoir les relier à d'autre élément de la chaîne, tout en leur assurant une certaine flexibilité.

Ces éléments sont généralement utilisés en suspension et forment des chaînes d'isolateurs soit verticales (chaîne d'alignement), soit horizontales (chaîne d'encrage). La liaison entre deux éléments successifs est réalisée par des systèmes métalliques.

Il existe deux types principaux d'élément de chaîne :

- Les isolateurs capot tige.
- Les isolateurs longs fût.

Isolateur capot tige : C'est un isolateur constitué d'un capot, une tige et le diélectrique (jupe), le matériau de liaison est un mortier en ciment alumineux. Généralement le capot est en fonte malléable ou acier forgé, la tige et en acier voir **Figure I.4 (a)**.

Isolateur long fût : Il est constitué d'un bâton cylindrique plein en céramique muni d'ailettes. A chaque extrémité, est fixée une pièce métallique de liaison. Celle ci est en forme de capot scellé autour des extrémités tronconiques prévues sur le bâton, ou bien en forme de tige scellé dans une cavité prévue à cet effet voir **Figure I.4(b)**. Les systèmes de liaison des isolateurs entre eux, aux pylônes ou aux câbles sont constitués des rotules ou des chapes.

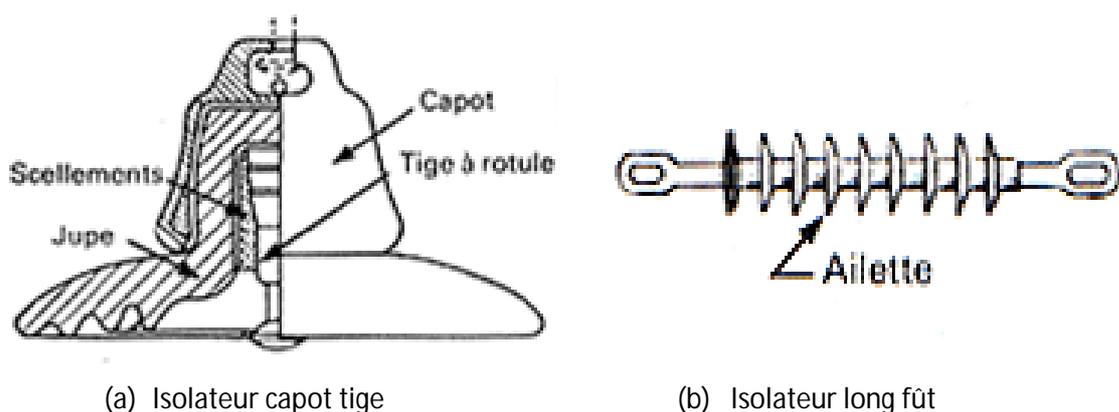


Figure I.4 : Isolateurs suspendus.

I.2- La pollution :

Un isolateur placé à l'extérieur est exposé aux différents agents constituant l'atmosphère qui le contamine. Cette contamination se manifeste par l'accumulation d'un dépôt de pollution à sa surface. Son importance dépend de :

- La géométrie et la position de l'isolateur
- Les conditions du milieu.
- La durée d'exposition de l'isolateur.

Cette pollution est généralement constituée de matières solubles et insolubles :

- Matières solubles [7, 8, 9,19] : Elles sont composées essentiellement de sels ioniques tels que : Na Cl, Na₂ So₄, Ca So₄, Ko₃, CaCl₂, CaCo₃ [7] dont le Na Cl [8, 9,19] est la substance conductrice la plus dominante.
- Matières insolubles [10, 11]: leurs effets se traduisent par leur hygroscopie.

Les expériences ont montré qu'en s'associant à l'humidité, les dépôts de pollution qui sont fixés à la surface de l'isolateur réagissent négativement sur le pouvoir isolant de ce dernier en réduisant sa résistance superficielle ce qui provoque une diminution de la tension de contournement.

Les essais menés sous pollution artificielle sur un isolateur standard donnent les valeurs de la tension critique du contournement en fonction du degré de pollution exprimée par la densité de sel par cm² de la surface de l'isolateur sous l'essai [14], les résultats sont donnés sur la Figure I-5.

DSE(mg/cm ²)	Uc (Kv)
0.01	590
0.03	127
0.05	87

Figure I-5 : Tableau donnant la tension de contournement en fonction du degré de pollution.

D'après le tableau de la Figure I-5, Il est clair que la tension de contournement baisse au fur et à mesure que le degré de pollution augmente.

I.2.1- Classification de la pollution selon son origine :

Nous pouvons répartir la pollution selon son origine en trois classes :

I.2.1.1- Pollution d'origine naturelle [8,19] :

Cette pollution peut affecter d'importantes parties du réseau, elle ce répartit en trois types :

a- Pollution marine [8,19] : Ce type de pollution touche les installations électriques à proximité de la mer, constituées d'embruns marins qui se déposent sur la surface de l'isolateur et forment une couche de sels qui devient conductrice en présence de l'humidité.

La particularité de cette est qu'elle est exclusivement constituée de sels ioniques, notamment le NaCl, et de peu de matière insolubles.

b- Pollution désertique [14] : Ce genre de pollution est constitué par les particules de sable, terre, poussière, et est accentué surtout par les facteurs climatiques :

- Le vent en assurant le transport de ces particules arides et finit par les déposer sur l'isolateur en formant une couche qui recouvre toute la surface de l'isolateur.

- La température, par ces variations entre le jour et la nuit implique le phénomène de condensation donnant au dépôt une certaine conductivité.

c- Poussière du sol et zones agricoles [4] : Les poussières du sol constituent des agents de pollution dans les régions à climat aride.

L'utilisation d'engrais par pulvérisation, ou le labourage des terres conduit lui aussi à la constitution de la couche de pollution à la surface d'un isolateur placé dans ces régions.

I.2.1.2- Pollution d'origine industrielle [9] :

Cette pollution est observée au voisinage des usines métallurgiques, chimiques ou même au bord des centrales thermiques où les isolateurs se recouvrent de poussière faiblement conductrice, mais très hygroscopique. Le dépôt de pollution peut se constituer par la fixation de particules solides telles que les dépôts ferromagnétiques issus des usines métallurgiques et de l'absorption de gaz présent dans les fumées. Dans des conditions de forte humidité, la dissolution des sels contenus dans la poussière provoque la formation d'une couche conductrice.

I.3-Contournement :

Le phénomène de décharge sur une surface polluée a été la préoccupation de beaucoup de chercheurs dont Obenaus, qui a été un des premiers auteurs à réaliser une analyse quantitative sur la décharge des surfaces contaminées [13]. Un modèle électrique similaire à celui d'Obenaus a été conçu dans le but d'analyser, sous tension alternative, les décharges et les arcs locaux sur les surfaces polluées (**Figure.I.6**).

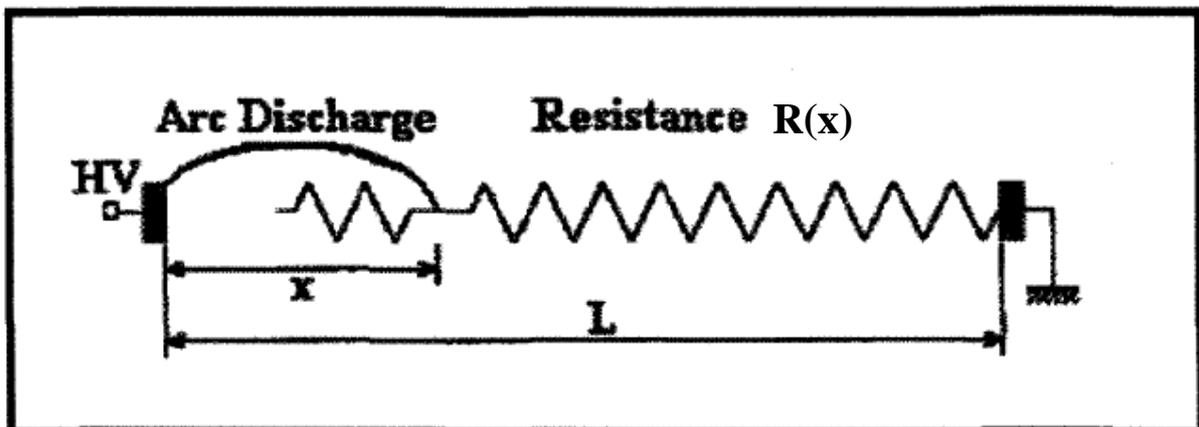


Figure. I.6: Modèle du contournement d'une surface polluée.

Le contournement d'un isolateur se manifeste par un arc électrique dans l'air qui joint les deux bornes de la tension (borne de haute tension et de mise à la terre) d'un isolateur, provoquant ainsi un court-circuit. Il se manifeste par une

émission forte de lumière dont la couleur dépend de la présence de différents éléments chimiques dans la colonne de gaz ionisés. L'arc suit la distance la plus courte, soit le contour de la surface et non pas la forme de l'isolateur, d'où le nom de contournement. L'arc dans l'air se propage dans une colonne du gaz complètement ionisé à la pression atmosphérique de concentration allant jusqu'à 10^{18} électrons/cm³. L'arc s'amorce lorsque le courant est élevé, soit supérieur à 0,45 A. Lors de la présence d'un arc électrique, on trouve une variation importante du potentiel aux électrodes.

En général, la chute de tension à la cathode est plus élevée que celle à l'anode et, par la suite, le gradient de potentiel à la cathode est faible. On peut classer les arcs électriques selon trois types attribuables au processus d'ionisation de surface [12]:

- arc thermo-ionique à cathode chauffée par une source externe;
- arc thermo-ionique avec l'auto-chauffage de la cathode par l'arc lui-même;
- arc à émission de champ où les électrons sont extraits de la cathode par l'action d'un champ électrique très intense. Ce champ intense peut être créé par les charges d'espaces positives qui se trouvent près de la cathode, notre phénomène de contournement appartient à la troisième catégorie mentionnée.

Le contournement d'une surface isolante polluée [19] est le résultat d'une évolution que l'on peut schématiser par les Figures suivantes (**Figures I.7 à I.10**):

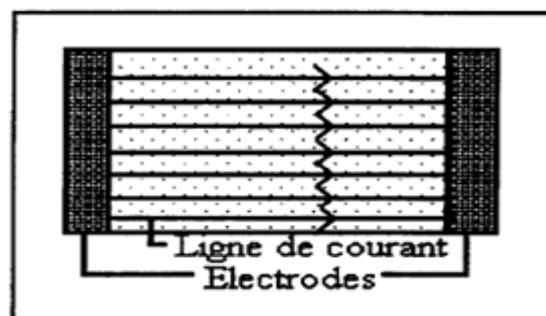


Figure I.7: Description d'une surface polluée.

L'écoulement du courant de fuite à travers l'électrolyte qui recouvre l'isolement provoque un échauffement qui accroît la conductivité du milieu. L'échauffement croissant provoque une sorte de resserrement circulaire des lignes de courant. Une zone sèche se produit (Figure I.8).

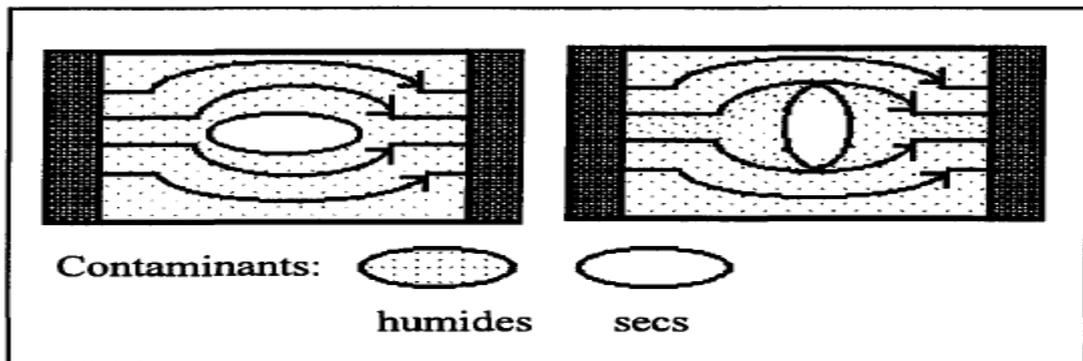


Figure I.8: Formation des zones sèches sur une surface polluée.

La tension se trouve rapportée aux bornes de la zone sèche et des arcs locaux sont susceptibles d'apparaître; la zone sèche s'élargit (**Figure I.9**).

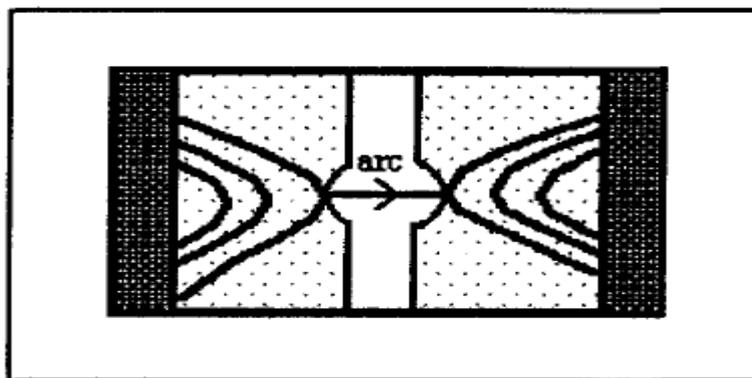


Figure I.9: Formation des arcs locaux sur une surface polluée.

Le contournement est un phénomène aléatoire. En effet, à partir de ce développement:

- L'arc peut s'éteindre ou trouver une position plus stable;
- L'arc peut atteindre les électrodes et provoquer le contournement (**Figures I.10**) [19].

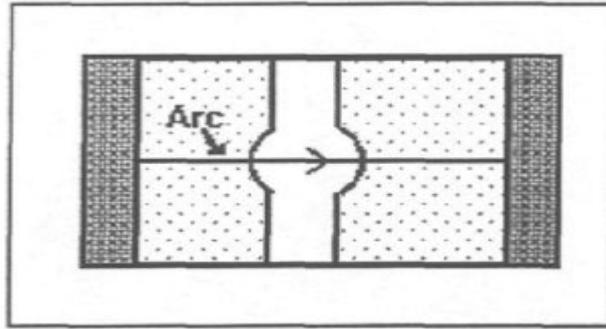


Figure I.10: Contournement d'une surface polluée.

Chaque phase du contournement est en elle-même une étude qui mérite d'être faite séparément à cause de l'importance de chacune d'elle dans l'enchaînement du phénomène. La grandeur la plus importante est la tension du contournement qui est prise comme référence lors du dimensionnement de la chaîne d'isolateurs, elle dépend surtout du degré du contaminant ainsi que du profil de l'isolateur.

A titre d'exemple : La tension critique du contournement mesurée au laboratoire sous certain conditions expérimentales en fonction du degré de pollution est montrée sur la **Figure I-11** [6].

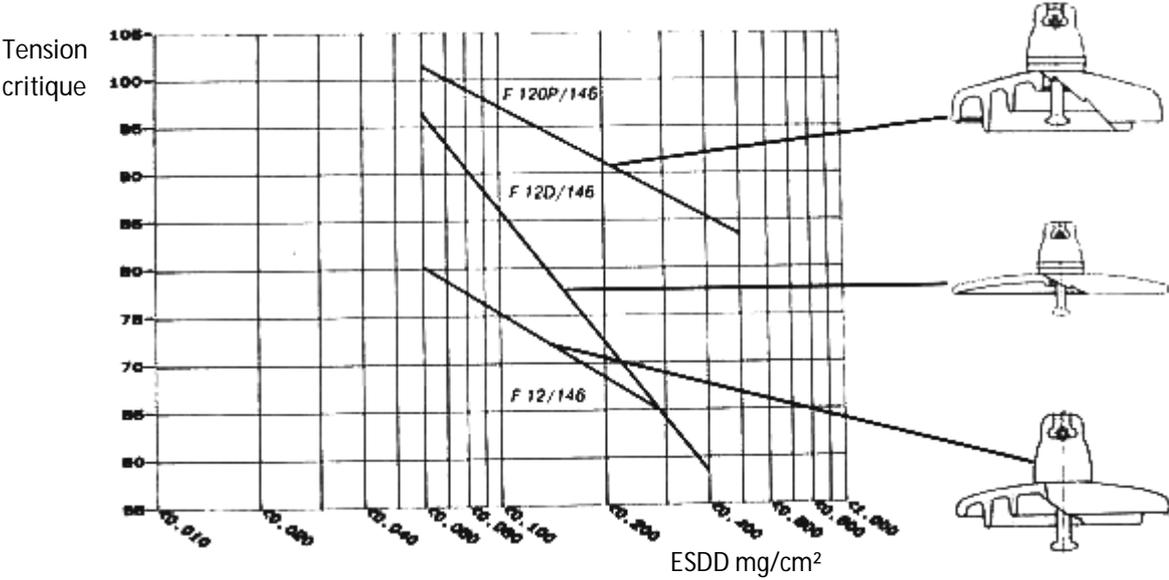


Figure I-11: tension critique du contournement en fonction du degré de pollution pour différents types d'isolateurs.

I.4- Mécanismes physiques responsables de la propagation de la décharge :

L'élongation de la décharge a fait l'objet de plusieurs travaux, différentes hypothèses concernant le mécanisme responsable ont été proposées; Wilkins et Albaghdadi [16] ont proposé le mécanisme de l'élongation par ionisation et déplacement discontinu du pied de la décharge. L'hypothèse de Jolly [15] est pratiquement la même que la précédente, il considère le contournement comme étant essentiellement un processus de rupture électrique de l'air, Rahal [17] propose le mécanisme de la force électrostatique qui s'exerce sur la décharge et qui sera capable de provoquer son allongement.

Toutes ces hypothèses considèrent que la décharge se propage en gardant une forme tubulaire. Contrairement à ces hypothèses Flazi [18] a proposé un nouvel aspect dynamique de la décharge, celle d'un pied élargi.

I.4.1-Hypothèse de Wilkins et Baghdadi [16] :

Cette hypothèse s'appuie sur l'ionisation intense qui se produit juste en avant du pied de la décharge, qui est rendue possible grâce aux grandes valeurs atteintes dans cette région par le gradient de potentiel et la température. Cette ionisation fait augmenter la conductivité de l'air et permet à la décharge de progresser. Ce mécanisme est expliqué schématiquement sur la **Figure I.12**.

Il se crée une ionisation intense juste en avant du pied de la décharge (**Figure I.12.a**) la conductivité de l'air dans cette région se trouvant considérablement élevée, un courant circule depuis la décharge vers la partie de l'électrolyte se situant juste au dessous de la région où se passe l'ionisation (**Figure I.12.b**). La décharge progresse ainsi d'une longueur δ , suivant le nouveau trajet créé par l'augmentation de la conductivité et le passage du courant (**Figure I.12.c**). Une nouvelle ionisation se produit près de la nouvelle

position du pied de la décharge, et celui-ci continue suivant le même processus à progresser jusqu'au contournement.

En résumé, le mécanisme de Wilkins [16] est une élévation par « **ionisation de déplacement discontinu du pied** ».

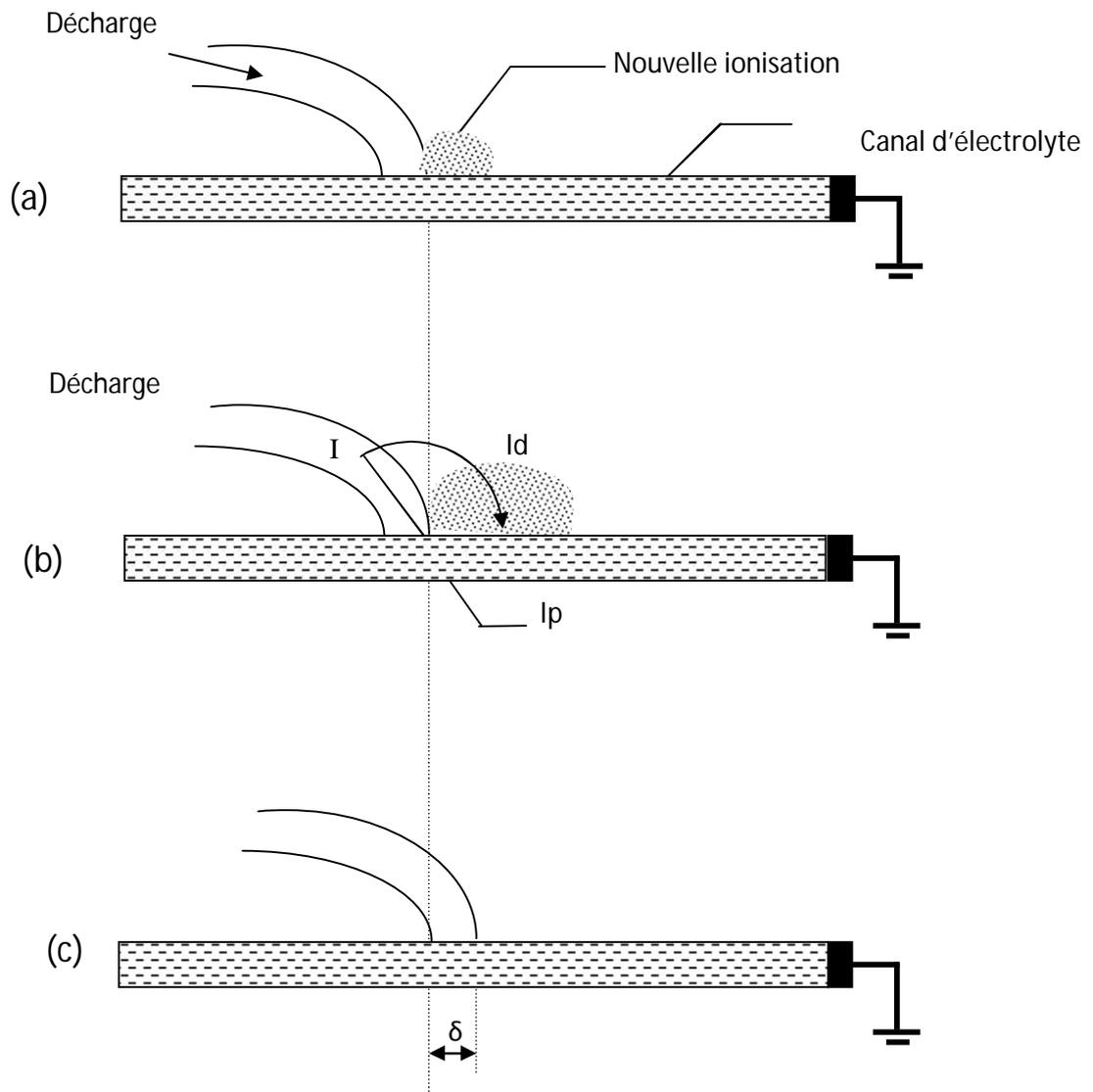


Figure I.12: Elongation par ionisation et déplacement.

I.4.2-Hypothèse de Jolly [15] :

L'hypothèse de Jolly [15] est pratiquement la même que la précédente, avec la différence que cette dernière consiste en une « ionisation suivie d'un déplacement discontinu du pied », alors que Jolly [15] décrit ceci comme étant une « **rupture diélectrique progressive** ».

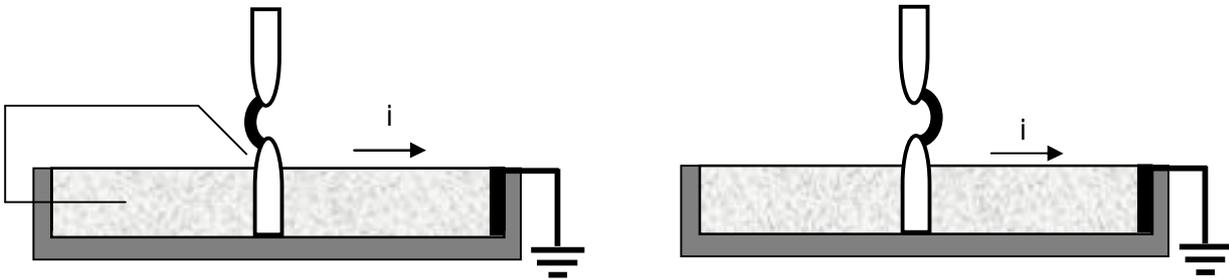
Ainsi, suite au champ électrique intense régnant dans la région du pied de la décharge, il se produit un claquage local progressif aidé en cela par les processus de photo ionisation, d'ionisation thermique et d'émission secondaire de la couche de pollution.

I.4.3- Hypothèse de Rahal [17] :

Rahal [17] propose le mécanisme de « **la force électrostatique** », il fonde son hypothèse sur l'existence d'une force qui s'exerce sur la décharge, et qui serait capable de provoquer son allongement dès que les conditions critiques sont atteintes.

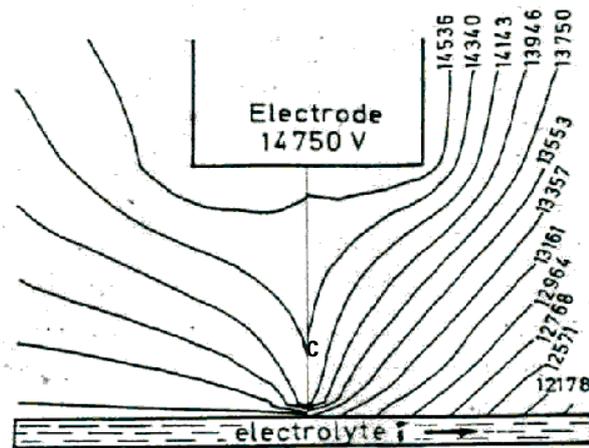
Cette hypothèse a été émise sur la base d'expériences réalisées avec une rainure remplie d'électrolyte, d'où émerge une électrode sphérique dans l'axe de l'électrode H.T. Dès qu'une décharge apparaît entre les deux électrodes, celle-ci se courbe vers l'électrode de masse dans la zone où circule le courant (**Figure I.13.a**).

En se basant toujours sur cette expérience, la décharge se courbe du côté opposé à la masse quand on y place un écran métallique (**Figure I.13.b**). La courbure est due à la dissymétrie de la distribution du potentiel dans le liquide. Cette dissymétrie est causée dans le cas de la **Figure I.13.a** par le passage du courant dans l'électrolyte, et dans le cas de la **Figure I.13.b** par l'écran électrolyte, voir **Figure I.13.c**.



a. Courbure de la décharge dans le cas où un écran électrique est placé sur le côté opposé à la masse.

a. mise en évidence de la courbure de la décharge.



c. Distribution du potentiel dans l'intervalle inter électrodes en présence d'une décharge. La décharge est simulée par un fil résistif.

Figure I.13: Quelques expériences réalisées par l'auteur de l'hypothèse de la force électrique.

I.4.4- Hypothèse de Flazi [18]:

La **Figure (I.14.a)** représente l'évolution de la décharge à un instant donné. La région comprise entre les points A et B est une région à forte densité de courant, la plus grande partie de celui-ci circulant dans la couche de pollution rentre à travers cette zone, par conséquent l'ionisation y est très intense. La région comprise entre les points B et C est une région à faible densité de courant, l'autre partie du courant restante rentre à travers celle-ci, par conséquent l'ionisation y est faible par rapport à la région AB.

L'augmentation de l'ionisation dans la région BC produit d'une part une augmentation du courant, et d'autre part, les lignes de courant les plus proches de B deviennent plus denses et s'intègrent dans la région de courant fort, entraînant ainsi le déplacement vers l'avant du point B (**Figure I.14. b**). Ceci est accompagné d'une légère augmentation du courant, suite à une légère diminution de la résistance totale équivalente au système.

Ce petit déplacement provoque l'avancement du centre de gravité électrique de la zone AB, il se produit alors un changement en valeur et direction du champ électrique à l'intérieur et autour de la décharge, aussi de nouvelles lignes de champs sont créées à l'avant de la zone BC. Sur celle-ci apparaîtrai l'ionisation et les nouvelles lignes de courant ainsi créées viendront s'intégrer à la décharge, produisant alors l'avancement de l'avant-pied c d'une longueur δ (**Figure I.14. c**).

Arrivée à ce stade, Les mêmes processus recommencent jusqu'à ce que la décharge atteigne l'électrode B.T, si bien sûr le champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur de la décharge le permet.

Il est bien clair que la forme de la décharge n'est pas cylindrique, mais clivée avec un pied élargi.

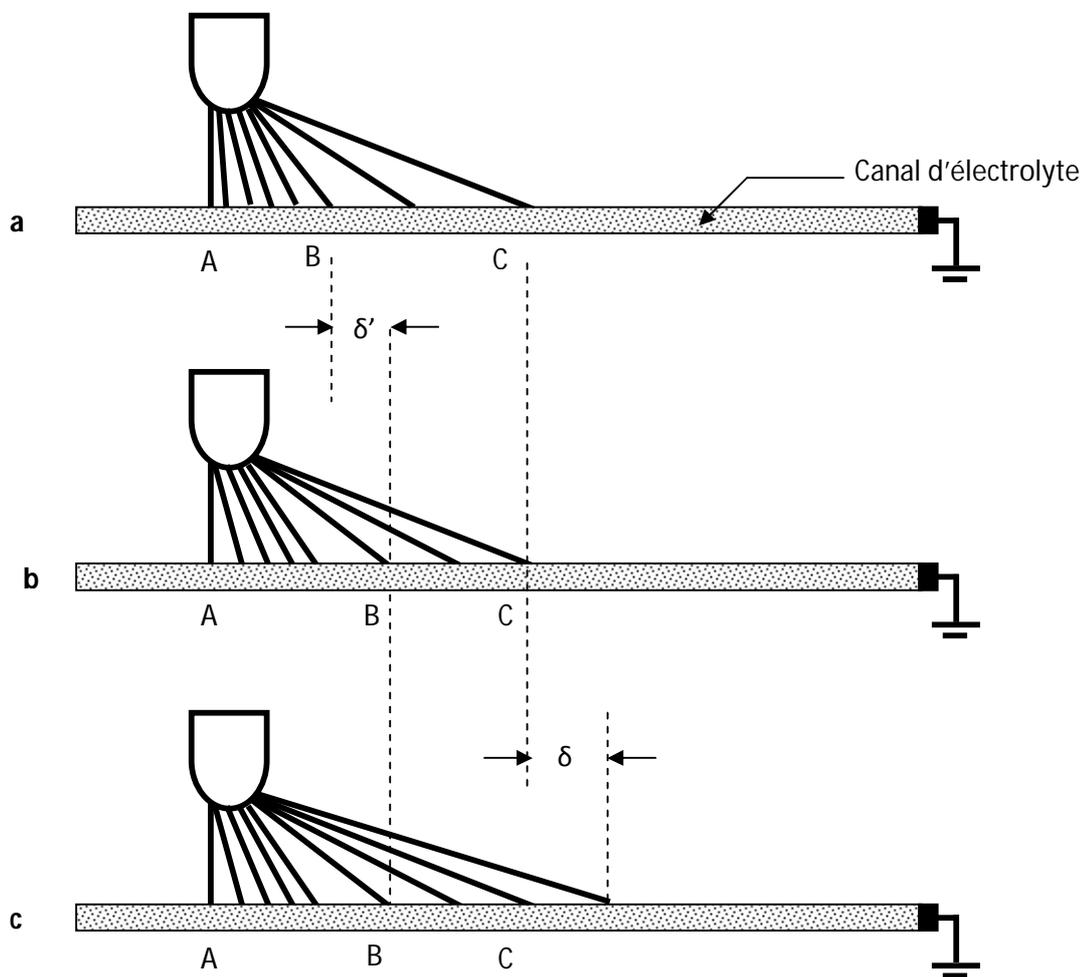


Figure I.14 : Hypothèse de Flazi.

Conclusion

Lorsque l'isolateur se trouve à l'extérieur, il subit les conditions ambiantes de l'environnement et devient couvert de pollution qui peut être d'origine industrielle, côtière ou naturelle.

Lors de la formation d'une couche de pollution qui, par combinaison avec l'humidité, devient conductrice de courant électrique, L'échauffement par effet Joule, créé par le courant de fuite, provoque l'apparition d'une bande sèche à très grande résistance électrique. Par conséquent, une partie importante de la tension appliquée se trouve reportée sur cette bande sèche, et si le champ qui en résulte est suffisant, il y a amorçage d'une décharge. Selon les conditions électriques, cette décharge s'éteint ou peut se fixer sur la surface de l'isolateur provoquant une érosion du diélectrique. Dans d'autres cas, la décharge évolue vers le contournement total de l'isolateur, causant la rupture de l'air le long de celui-ci pour une tension beaucoup plus petite que la tension nécessaire pour la rupture directe de cet intervalle d'air. Le contournement affaiblit donc l'isolement et la fiabilité des réseaux électriques.

Plusieurs facteurs ont une influence sur le phénomène de contournement sur un isolateur pollué, la forme de l'isolateur, l'hétérogénéité du dépôt solide, du gradient de la tension appliquée et de l'environnement entourant l'isolateur.

CHAPITRE II

MÉCANISMES DE DÉCHARGE DANS L'AIR ET EN PRÉSENCE DE SURFACE DIÉLECTRIQUE

Dans le deuxième chapitre es constitué de deux grandes parties, dans la première nous présenterons un résumé bibliographique sur les mécanismes d'initiation d'une décharge électrique dans l'air. Nous traiterons tout d'abord la décharge dans les gaz, en élaborant les théories allant des électrons primaires jusqu'à la décharge couronne. Nous aborderons ensuite les processus de développement de streamer positif et négatif et en terminerons par les éléments physiques qui caractérisent la décharge électrique dans l'air (l'initiation et la propagation de la décharge).

Dans la seconde partie nous présenterons la théorie des décharges surfaciques dont la distorsion du champ électrique, l'accentuation du taux net d'ionisation, décharges surfaciques (génération, transport, l'accumulation sur la surface diélectrique) ainsi que la Caractérisation des décharges glissantes.

II.1- Introduction :

En général, la physique de la décharge électrique dans les gaz est le sujet de nombreux travaux consacrés depuis environ un siècle, Ces travaux ont permis d'expliquer les mécanismes fondamentaux des décharges électriques et cela aussi a niveau microscopiques que macroscopique.

Les divers aspects scientifiques relatifs à notre sujet de recherche justifient de consacrer un chapitre à l'étude physique des décharges dans les intervalles d'air. Cette étude commencera par un bref rappel des notions fondamentales qui conditionnent le processus de décharge électrique dans l'air, afin d'expliquer le développement des arcs électriques.

II.2 Électrons primaires :

Il est tout à fait bien connu qu'aucune décharge électrique ne peut s'initier dans l'air sans la présence d'au moins un électron dans le volume de gaz couvrant l'espace inter-électrodes. Ces électrons, présents au tout début de la décharge sont communément appelés électrons germes ou encore électrons primaires. Ils permettent d'initier la première avalanche électronique sans laquelle aucun type de décharge ne peut prendre forme encore moins se maintenir. Ils peuvent être produits par radiation cosmique, par les sources naturelles d'ionisation, par les charges résiduelles issues des décharges précédentes ou encore par détachement des ions négatifs par effet de champ [33]. De ces sources de production d'électrons, il peut y avoir jusqu'à 20 paires d'ion-électron par mm^3 par seconde [42]. Dans la région d'accentuation du champ électrique, ces électrons primaires seront accélérés et pourront gagner de leur parcours une certaine énergie d'ionisation de quelques eV avant leur première collision. L'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air (20% de O_2 , 80% de N_2) est d'environ une quinzaine d'eV (12.5 pour l'oxygène et 15.57

pour l'azote) [32, 33, 43 - 45], au moins un des électrons primaires accélérés par le champ pourrait donc gagner l'énergie suffisante pour causer la première ionisation.

II.3- Ionisation, recombinaison et attachement électronique :

L'existence d'une décharge électrique résulte du passage d'un courant dans le diélectrique gazeux et donc de la possibilité de créer des particules chargées, essentiellement des électrons, à partir des atomes ou molécules neutres du gaz [19]. Les principaux mécanismes régissant la génération des porteurs de charge dans les gaz sont : les mécanismes d'ionisation, tendant à augmenter leur densité et les mécanismes de recombinaison et d'attachement, tendant à les réduire.

Le phénomène d'ionisation est un processus tout à fait aléatoire mais il peut être formellement lié au libre parcours moyen pour l'ionisation. Le processus est largement décrit dans la littérature scientifique [19, 20, 22, 25] et on peut noter que la nature du gaz et sa densité sont les paramètres les plus influents. Un électron peut ioniser une particule neutre par collision à condition qu'il ait une énergie supérieure à celle d'ionisation de la particule.

Cependant à température élevée, surtout avec une forte pression, le gaz environnant peut s'ioniser lui-même et fournir ainsi d'autres électrons libres. Un photon suffisamment énergétique, généralement libéré par un atome métastable retrouvant son état d'équilibre, peut également contribuer à l'ionisation des particules neutres selon le principe suivant :



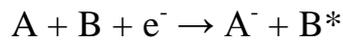
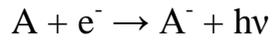
D'autre part, l'ionisation peut être également produite par les ions positifs, mais ce processus exige que la particule incidente ait un haut niveau énergétique, de l'ordre de 100 ou 200 eV [19]. Le phénomène n'intéresse que certains types de décharges à basse pression, dans lesquelles les ions accélérés

par le champ électrique, peuvent acquérir une énergie importante entre deux collisions. Dans tous les cas, lors de la collision, l'excédent d'énergie de l'électron, de la particule, du photon ou de l'ion est fourni à l'électron nouvellement créé sous forme d'énergie cinétique.

La recombinaison a été beaucoup moins étudiée que son processus inverse, l'ionisation. Cependant elle reste d'une importance fondamentale pour la bonne compréhension des mécanismes de développement de la décharge et tout particulièrement pour ceux de sa phase d'extinction [20]. La recombinaison est la neutralisation d'un ion positif par capture d'un électron ou d'ion négatif suivant le schéma ci-dessous.



Le taux des recombinaisons ion - ion est généralement beaucoup plus élevé que celui des recombinaisons électron - ion, ce qui est dû à la faible mobilité des ions positifs [19]. Les phénomènes de recombinaison sont en général négligés dans les calculs des paramètres des décharges électriques mais sous certaines conditions fixées évidemment par les caractéristiques du gaz et la pression, ils ne peuvent plus l'être. Il en est de même de l'attachement électronique qui est le phénomène se produisant quand un électron rentre en collision avec un atome ou une molécule de gaz neutre pour former un ion négatif stable. L'état de stabilité n'est pas toujours atteint car l'ion négatif formé peut rentrer dans un état intermédiaire avant de se dissocier. Par exemple O^- , O^{2-} , NO_2^- , NO_3^- , OH^- , H^- et les ions halogènes négatifs sont formés de façon stable mais non N^- , N_2^- ou encore les ions négatifs des gaz rares [20, 22]. L'attachement électronique est d'autant plus important que la molécule présente une plus grande affinité électronique. Le processus d'attachement des électrons est le suivant :



L'excédent d'énergie fourni par l'électron incident (c'est-à-dire la différence entre son énergie cinétique et l'affinité électronique de la molécule) peut se retrouver sous forme d'émission radiative dans le cas d'une collision entre deux corps ou sous forme de source d'énergie cinétique pour une troisième particule dans le cas d'une collision à trois corps.

Dans le seul contexte des mécanismes d'initiation de la décharge, la recombinaison et l'attachement électronique peuvent jouer un rôle très important. Ils peuvent d'une part retarder l'initiation de la décharge car favorisant la formation d'états intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement. Il est certain que sous n'importe quelles conditions, une multiplication électronique ne peut s'initier que dans une région où les phénomènes d'ionisation sont plus importants que ceux de recombinaison et d'attachement. Dans l'air, cette condition est fournie par un champ réduit égal à: $E/p = 34 \text{ V.cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$, soit 26 kV.cm^{-1} à la pression atmosphérique [19].

II.4- Avalanche électronique - décharge sombre de Townsend :

Quand la première ionisation, causée par un électron primaire, se produit, on peut considérer que deux électrons libres (l'un étant l'électron primaire et l'autre l'électron nouvellement créé) partiront de là avec une énergie ionisante nulle. Ils seront pris à leur tour dans la région d'accentuation du champ électrique et par ce processus, une multiplication électronique s'initiera dans l'intervalle inter-électrodes. La **Figure II.1** ci-dessous donne une schématisation de ce processus.

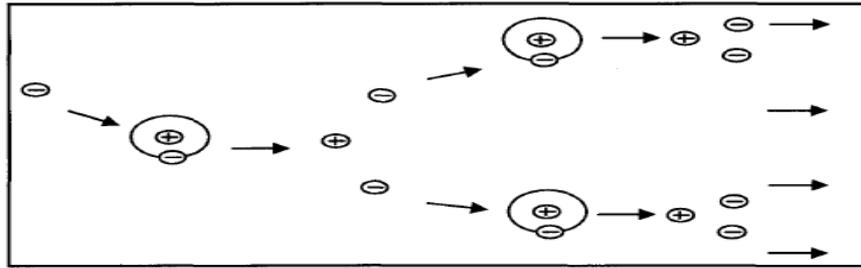


Figure II.1 : Processus de multiplication électronique initié par un électron primaire.

Dans une zone d'accentuation du champ électrique local E , N_{e0} électrons primaires initialement présents dans le gaz de remplissage, vont être accélérés le long des lignes de champ dr . Si chacun acquiert une énergie suffisante pour ioniser d'autres molécules et atomes, il sera ainsi produit α nouvelles paires d'ion-électron devant subir η attachements par unité de longueur de dérive. Le coefficient α , appelé premier coefficient de Townsend, est défini comme étant le nombre moyen de paires d'ion-électron créées par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [19]. Le coefficient η représente le facteur d'attachement du gaz de remplissage. Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans les zones à faible champ, où l'attachement électronique ne peut plus être négligé, on est souvent amené à utiliser le coefficient net d'ionisation $\bar{\alpha}$, ($\bar{\alpha} = \alpha - \eta$) pour déterminer le nombre d'électrons contenus dans les avalanches créées par N_{e0} électrons primaires [68].

$$N_e(r) = N_{e0} \cdot \exp \int_{r_0}^r \bar{\alpha} \cdot dr \quad (\text{II.1})$$

En exprimant α comme une fonction de la distribution du libre parcours moyen des électrons (donc de la distribution d'énergie des électrons) et de la section efficace d'ionisation des atomes, Townsend a déduit l'expression approchée suivante qui est devenue maintenant bien connue [19, 25]:

$$\alpha = A.p.\exp\left(-\frac{B.p}{E}\right) \quad (\text{II.2})$$

Où p représente la pression du gaz de remplissage et E le champ électrique appliqué. Les coefficients A et B sont liés aux propriétés du gaz de remplissage. Pour l'air par exemple A est évalué à 14.6 dans la gamme $150 < E/p < 600 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ et B à $635 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ [19]. Dans le seul contexte de l'amorçage d'une décharge, la recombinaison et l'attachement électronique jouent un rôle crucial. Ils peuvent d'une part retarder l'initiation de la décharge car favorisant la formation d'états intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement en neutralisant les électrons produits par ionisation. Il est certain que sous n'importe quelles conditions, une multiplication électronique ne peut s'initier que dans une région où les phénomènes d'ionisation sont plus importants que ceux de recombinaison et d'attachement. Le champ électrique pour lequel les quantités d'ionisation sont exactement compensées par celles d'attachement est appelé champ critique (E_{cr}). Pour l'air atmosphérique sa valeur est d'environ 26 kV/cm [3, 19, 23]. Lorsque le champ appliqué dans un intervalle d'électrodes est suffisamment intense, il peut y avoir création d'électrons secondaires quantifiés par γ . Pour les faibles intervalles, en champ homogène et dans les gaz à basse pression, ces électrons sont essentiellement produits par la cathode soumise aux bombardements d'ions positifs et d'atomes métastables issus des avalanches [25]. Ils entretiennent ainsi une succession d'avalanches et on observe alors avec l'augmentation de la tension appliquée, une croissance très rapide du courant. Ce phénomène principalement caractérisé par une forte multiplication électronique reste très peu ou pas lumineux. Il est appelé décharge sombre de Townsend car ce dernier a été le premier à suggérer qu'en champ uniforme, pour des petits intervalles d'air, la multiplication des avalanches était principalement due à la création d'électrons secondaires arrachés à la cathode

[19, 25]. Ainsi d'après ce critère de Townsend, un temps minimum est nécessaire pour que puissent apparaître les mécanismes d'émissions secondaires. Celui-ci correspond au temps de transit des ions positifs vers la cathode sous l'effet du champ [19].

Il a été établi que les quantités γ , α et η dépendent essentiellement du rapport E/p [19, 25]. En champ uniforme (où $E/p = V/p.d$), la tension d'amorçage de la décharge peut alors être exprimée en fonction du produit pression-distance ($p.d$). Cette loi est plus connue sous le nom de loi de Paschen [19]. Elle présente par ailleurs certaines contradictions pour le critère de Townsend. En effet, pour des valeurs du produit $p.d$ supérieures à 200 torr.cm, il a été constaté des phénomènes peu compatibles avec le mécanisme d'avalanche de Townsend [19, 68]:

- pour des grandes valeurs de $p.d$, la tension d'amorçage n'est plus dépendante de la constitution de la cathode et le temps minimum nécessaire pour l'apparition des mécanismes secondaires est inférieur à celui proposé par le critère de Townsend.
- Pour les très faibles produits $p.d$, la tension d'amorçage croît par la diminution du nombre de collisions ionisantes. La faible mobilité des ions positifs crée alors une concentration de charge d'espace qui modifie le champ appliqué initialement, donc la valeur du premier coefficient de Townsend.

Le phénomène de concentration de la charge d'espace positive est à l'origine d'un nouveau mécanisme qui est décrit dans la théorie des streamers. Les streamers sont les mécanismes de base d'un type de décharge, filamenteuse, lumineuse, transitoire, caractérisée par un mode de propagation plus rapide et une augmentation significative du courant [19, 23, 25, 67, 68]. Il n'y aura aucune

limite à cette augmentation de courant tant que la tension appliquée maintiendra les conditions de création d'avalanches cumulatives et ce jusqu'à ce qu'un arc de grande capacité s'établisse dans l'espace entre les électrodes [19, 20].

II.4.1- Décharge streamer :

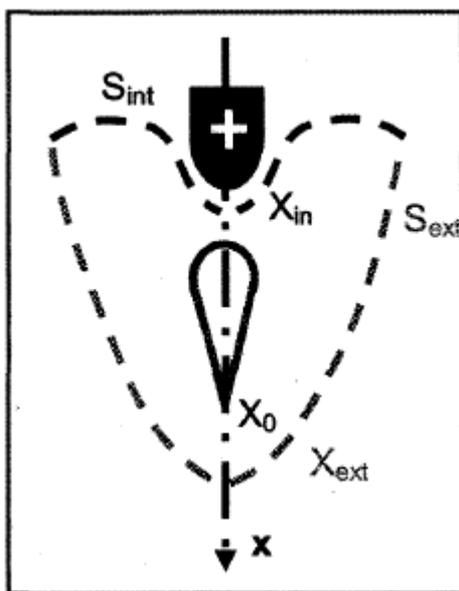
Les streamers sont donc des canaux filamenteux partiellement ionisés, dans lesquels coexistent en grand nombre des charges positives et négatives [19, 25]. Leur présence caractérise un type de décharge appelée décharge streamer ou encore décharge couronne. Leur théorie a été formulée initialement vers les années 1950 [23, 25]. Elle a permis d'expliquer l'observation d'activités lumineuses dans des types de décharge se développant en une période inférieure au temps de transit des électrons de la cathode vers l'anode, donc en un temps bien inférieur à celui qui serait nécessaire au claquage de Townsend [19, 23, 25, 68]. De plus, dans une configuration pointe - plan par exemple, le champ appliqué est seulement accentué au voisinage de la pointe. Ainsi une ionisation plus accrue loin de la pointe n'est explicable que par une forte distorsion du champ due à l'effet de fortes densités de charges d'espaces [19]. Nous n'aborderons ici que la description des streamers positifs et négatifs [19, 24,26].

II.4.1.1- Amorçage du streamer - notion de volume critique :

Pour initier une avalanche de taille critique (streamer), un électron germe doit être situé convenablement, c'est-à-dire dans une zone appelée volume critique. Le volume critique est le volume de gaz autour de l'électrode haute tension dans lequel des avalanches peuvent se développer pour atteindre la taille critique des streamers. Le volume critique peut être défini par ces deux conditions suivantes:

- Le champ électrique doit être assez grand, c'est-à-dire supérieur au champ disruptif du gaz de remplissage E_c et l'électron germe doit être placé dans une région où le coefficient d'ionisation net est supérieur à zéro $(\alpha - \eta) > 0$ (α et η étant respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement du gaz remplissage) ;
- l'avalanche initiée par l'électron germe dans ce volume doit pouvoir se développer sur une distance suffisante pour générer un streamer.

Les deux conditions définissant le volume critique permettent d'obtenir deux surfaces limites S_{int} et S_{ext} voir **Figure II.2**:



$$S_{int}: \quad x = 0 \quad \text{et} \quad \exp \int_{x_{in}}^{x_0} (\alpha - \eta) dx \geq 10^8 \quad (\text{II.3})$$

x_{int} et x_0 représentent les positions respectives de la surface intérieure et de l'électron germe dans l'axe des électrodes.

$$S_{ext}: \quad x \neq 0 \quad \text{et} \quad E(x) = E_{cr} \quad (\text{II.4})$$

Figure II.2: Représentation du volume critique dans une séquence de décharge positive.

La première surface délimitant le volume critique est telle que tout électron germe situé entre elle et l'électrode haute tension ne peut créer une avalanche de taille critique. La deuxième surface est définie par le champ critique (E_c). Ces deux surfaces se déplacent durant le processus de décharge car

la première peut se rapprocher de l'électrode haute tension puisque le coefficient α croît rapidement en fonction du champ électrique tandis que la seconde fixée par E_c peut s'éloigner de l'électrode haute tension du fait de la distorsion du champ électrique dues aux fortes densités de charges d'espace se trouvant dans les premières avalanches [46], En se basant sur la loi de Peek [48], longtemps utilisée pour la détermination du champ critique au niveau des lignes aériennes de transport d'énergie, on peut déduire que E_c dépend outre de la nature du gaz de remplissage, des caractéristiques des électrodes et des conditions atmosphériques.

II.4.2.2- Propagation des streamers positifs et négatifs:

Les principes de base de la nouvelle théorie des streamers ont été développés par Loeb, Dux et Raether (1953). La théorie est basée sur le concept de la croissance d'un canal ionisé mince (le streamer) entre les électrodes. Le streamer suit la trace positivement chargée causée par l'avalanche primaire intensive.

Les streamers sont des canaux partiellement ionisés dans lesquels coexistent des charges positives et négatives. La formation d'un streamer s'explique par les phénomènes de photo-ionisation se produisant à l'intérieur des avalanches primaires. Les électrons de « grande énergie » s'activant à la tête des avalanches causent l'excitation des atomes du gaz environnant en les portant à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes, en retrouvant leur état stationnaire, libèrent des photons. Si ces photons ont une énergie inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz environnant, ils peuvent être absorbés par ces atomes avant d'être émis de nouveau [21, 25]. Si leur énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, de nouveaux électrons peuvent être libérés. Dans l'air, ceci est particulièrement causé par les molécules d'azote N_2 qui peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV, susceptibles d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est

que de 12,2 eV [19]. Si les électrons ainsi produits sont situés au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont créer de nouvelles avalanches dites secondaires voir **Figure II.3**.

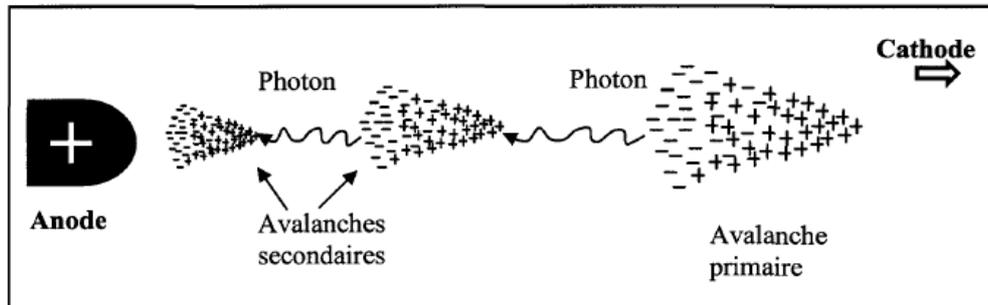


Fig II.3 : Génération d'avalanches secondaires dans un processus de décharge positive.

Les streamers positifs ont été amplement étudiés dans les travaux scientifiques [19, 21, 67]. Ce qui n'a pas été le cas des streamers négatifs. Cependant, des différences notables ont été clairement établies dans leur développement. Dans le cas du streamer positif, l'avalanche primaire initiée par un électron germe amène la présence d'une charge d'espace positive près de la cathode et une injection d'électrons devant l'électrode positive. La croissance du nombre de paires d'électron-ion est exponentielle le long du parcours de l'avalanche et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers la tête de l'avalanche (**Figure II.4**).

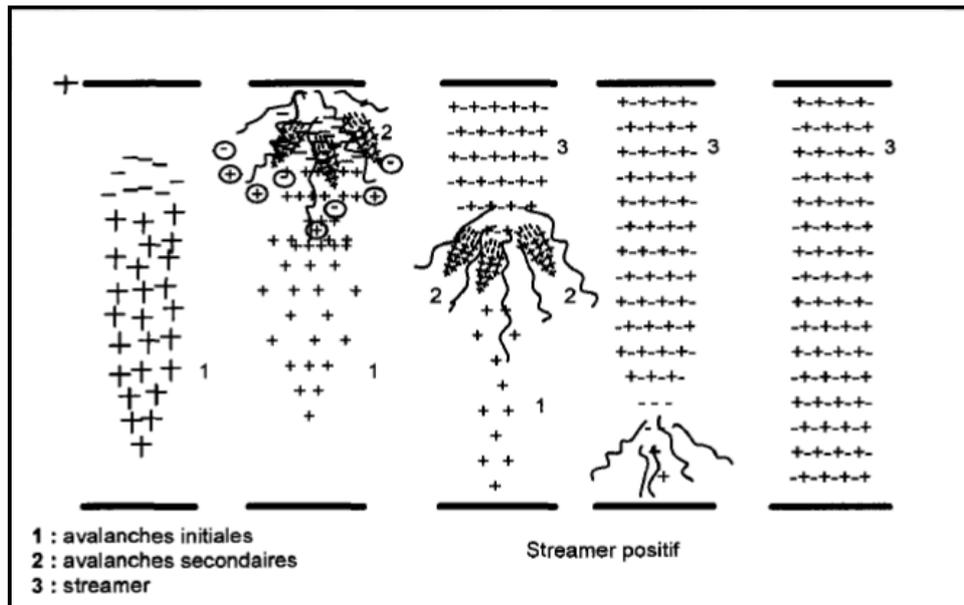


Figure II.4 - Représentation schématique du processus de développement d'un streamer positif.

Une charge d'espace positive de très forte densité se crée ainsi dans le canal inter-électrodes. Elle entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci dans le sens de l'anode. Des électrons positionnés dans ce renforcement de champ vont pouvoir à leur tour créer des avalanches dites secondaires.

Dans le cas du streamer négatif, les ions positifs créés par les avalanches secondaires viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives. À la différence du streamer positif où les avalanches se développent vers la tête du streamer, c'est-à-dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires dans le streamer négatif se propagent vers l'anode, dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement [19] (**Figure II.5**).

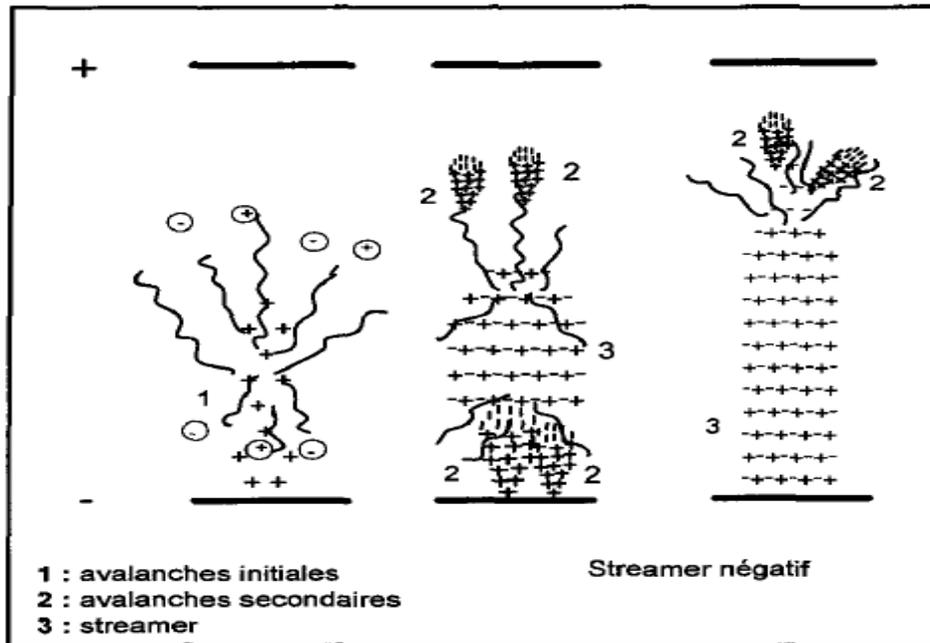


Figure II.5 - Représentation schématique du processus de développement d'un Streamer négatif.

La propagation des streamers est très rapide du fait que l'ionisation se réalise essentiellement par des photons. Ceci donne aux streamers leur caractère lumineux qui fait qu'ils apparaissent sur une photographie statique comme d'étroits filaments d'éclairs. L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de cette lumière au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire des mécanismes de photo-ionisation, les photoélectrons sont produits non seulement en tête du streamer dans la direction du champ maximal, mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement. Le streamer peut alors présenter une tortuosité ou même donner naissance à plusieurs branches secondaires si des photoélectrons produits simultanément dans des directions opposées créent des avalanches de taille comparable. La propagation d'un streamer étant la succession d'avalanches de taille critique, elle ne peut se maintenir sans les deux principes suivants:

- notion d'avalanche de taille critique ;
- création d'électrons secondaires en avant de la tête du streamer.

En présence d'un champ uniforme, la propagation des streamers conduit forcément au contournement car le streamer rencontre au cours de son développement des conditions de champ électrique toujours plus favorables. Par contre, en champ non-uniforme, la propagation des streamers dépend de la distorsion du champ électrique et elle peut être stoppée après une certaine distance si le champ résultant n'est pas suffisamment fort pour maintenir un processus d'ionisation suffisamment intense. Le champ électrique dans le canal de streamers dépend de la polarité de la tension appliquée. Il atteint $5 \times 10^5 \text{ V.m}^{-1}$ en polarité positive et de l'ordre de 10^6 à $1,5 \times 10^6 \text{ V.m}^{-1}$ en polarité négative [60].

II.4.2.3- Caractéristiques d'une décharge positive dans l'air pour un intervalle pointe-plan :

En raison de leur grande vitesse de propagation, les streamers ont pour principal mécanisme de développement dans l'air la photo-ionisation. Ce mécanisme permet aussi d'expliquer leur caractère lumineux qui fait que sur une photographie statique, ils apparaissent comme d'étroits filaments d'éclairs [19, 24]. L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de la lumière émise par les photons au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire du mécanisme de photo-ionisation, les photoélectrons peuvent être produits non seulement en tête du streamer dans la direction de l'accentuation du champ mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement. Ceux produits simultanément dans des directions radiales peuvent créer à leur tour des avalanches pouvant se développer en streamers. Ces streamers secondaires créés aléatoirement auront tendance à se regrouper autour de l'électrode HT où à la tête du streamer principal sous forme de couronnes [23, 24, 25]. En effet, sur une photographie rapide, le streamer présente une tortuosité ou encore plus souvent une couronne

devant sa tête. Le terme couronne de streamers est une expression maintenant bien connue, utilisée pour décrire la classe générale des phénomènes lumineux produits par le regroupement des streamers autour de l'électrode de même polarité sous forme de couronnes. Une couronne se visualise sur une photographie par de fins filaments lumineux ramifiés (streamers secondaires) partant tous d'une racine unique (anode ou tête du streamer principal) [19, 24, 25]. La tête des streamers se déplaçant à une vitesse très rapide émet dans le domaine du visible et proche de l'ultraviolet [24, 67, 69]. Au cours de la mise en place de la couronne, une impulsion de courant de faible temps de montée et de décroissance exponentielle plus lente est enregistrée [66, 70]. L'apparition des couronnes de streamers est ainsi associée au passage du courant de quelques pico-ampères (10^{-12} A) à quelques dizaines de microampères (10^{-6} A), dans la phase de pré-décharge [20, 24, 25, 67].

Plusieurs phases peuvent être distinguées dans le développement d'une décharge. Leurs caractéristiques dépendent de la géométrie de l'intervalle et de l'onde appliquée. La **Figure II.6** représente les différentes phases généralement observées lorsque par exemple, un intervalle pointe-plan est soumis à une impulsion positive. On y distingue la phase d'initiation, correspondant à l'apparition de la première couronne de streamers, la phase de propagation, correspondant au développement du streamer principal et la phase du saut final correspondant à l'établissement du court-circuit entre les électrodes.

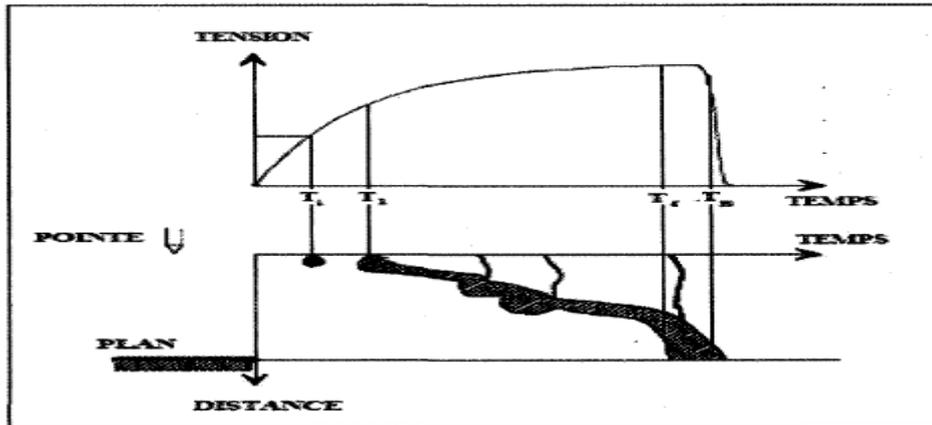


Figure II.6: Schématisation des différentes phases du développement d'une décharge électrique dans l'air pour un intervalle pointe-plan [19].

II.4.2.3.1 La première couronne - l'effet couronne :

La première couronne de streamers est la première manifestation lumineuse visible qui apparaît lors de l'établissement d'une décharge dans un intervalle-pointe plan. C'est un phénomène tout à fait aléatoire qui se manifeste en un temps très bref et très variable d'environ une centaine de nanosecondes selon les contraintes appliquées [20, 25]. Elle apparaît peu après le début du choc (instant T_1 sur la Figure II.6) et est constituée de nombreux filaments qui ont tous pour racine la pointe de l'électrode HT. Ces filaments dits streamers apparaissent sur une photographie statique sous la forme d'une trace lumineuse continue. Des travaux ayant produit des photographies en balayage et d'autres réalisés avec des photomultiplicateurs ont cependant montré qu'il n'y avait réellement émission de lumière que dans la région située au voisinage de la tête des streamers [19]. C'est d'ailleurs dans cette région que se produisent les mécanismes de photo-ionisation qui assurent leur propagation.

L'instant d'apparition de la première couronne, T_i , est un paramètre intéressant dans l'analyse des caractéristiques d'une décharge électrique. Cependant, vu son caractère très aléatoire, c'est souvent la tension appliquée à

l'intervalle à cet instant qui lui est préférée pour déterminer l'amorçage de la décharge [19]. Son amplitude dépend de la géométrie de l'intervalle et est d'autant plus grande que le rayon de courbure de l'électrode HT est grand. Cependant puisque les quantités d'ionisation sont essentiellement déterminées par l'intensité du champ électrique, c'est généralement cette dernière grandeur qui s'impose [19, 25]. On caractérise alors l'apparition de la première couronne de streamers par l'intensité du champ électrique, E_i , à la surface de l'électrode HT à l'instant T_i (instant d'apparition). D'autres grandeurs pouvant aussi permettre de caractériser la première couronne sont l'impulsion de lumière, l'extension des streamers qui la composent, la charge ou le courant qui traverse l'électrode au moment de son apparition. Ces grandeurs dépendent aussi de la tension d'apparition U_i et plus directement du champ d'apparition E_i [19]. La première couronne peut être souvent suivie d'une période sombre dépendamment de la nature et de la forme d'onde appliquée mais aussi de la configuration géométrique des électrodes [19, 23, 25, 68, 71]. Cet aspect du développement des streamers a donné son nom au terme probablement le plus usité dans la description d'un processus de décharge en champ non-uniforme: l'effet couronne. Le terme "effet couronne" traduit cependant l'ensemble des phénomènes se produisant dans un gaz, entourant un conducteur de faible rayon de courbure, soumis à un champ électrique supérieur à son champ disruptif [19, 68].

II.4.2.3.2- La période sombre :

Dans le cas où la phase dite période sombre suit l'apparition de la première couronne, aucun phénomène visible n'est observable dans la zone voisine de l'électrode HT. La période sombre est ainsi caractérisée par l'absence de toute activité photo-ionisation dans l'intervalle. Elle tient en une durée de quelques dizaines à centaines de nanosecondes dépendamment de l'intensité du

champ appliqué et, dans une moindre mesure, de la nature du gaz [19, 23, 25, 68]. Pendant cette période, la charge injectée à l'électrode HT augmente de façon quasi proportionnelle avec la tension, ce qui indique qu'aucune nouvelle charge d'espace n'est créée [19, 25]. L'absence de phénomène d'ionisation ainsi constatée s'explique par le fait que la charge d'espace positive générée par la première couronne produit un effet écran autour de l'électrode HT, ce qui réduit brutalement le champ électrique à sa surface à un niveau inférieur au champ disruptif du gaz. Cependant le champ peut croître à nouveau sous l'effet combiné de l'augmentation de la tension appliquée et de la diffusion au cours du temps de la charge d'espace positive générée par la première couronne. C'est la durée nécessaire pour que le champ retrouve un niveau supérieur au champ critique qui est appelée période sombre. Elle se termine avec l'apparition de nouvelles couronnes de streamers qui peut être suivie par une autre période sombre si l'augmentation du champ n'a pas été suffisante ou par un régime dit auto stabilisé dans le cas contraire [25]. Le régime auto-stabilisé s'accompagne d'une forte densité de nouveaux streamers autour de l'électrode HT. La distorsion du champ induite par la nouvelle charge d'espace permet ainsi au streamer d'amorcer sa propagation en direction de l'électrode opposée. Il apparaît aussi durant cette même phase un phénomène connu sous le nom de *burst regime*, pour lequel le courant de décharge montre un comportement très erratique, avec de petites pulsations très irrégulières mixées avec de plus longues [24, 25, 66]. La décharge commence ainsi à s'établir et un spot lumineux recouvrant l'électrode HT commence à s'étendre à travers l'intervalle [25]. À des tensions très élevées, proches de la tension de claquage de l'intervalle, c'est plutôt un faisceau étroit de forte luminosité, composé souvent de plusieurs streamers filamenteux, qui s'étend sur l'axe des électrodes. Ce fort branchage ne précède pas toujours le claquage, il apparaît surtout dans les intervalles avec un faible rapport de rayon de courbure sur distance (r/d) [19, 24, 25, 66].

II.4.2.3.3- Le saut final :

La dernière phase de la décharge est appelée saut final. Elle correspond à l'établissement du court-circuit entre les électrodes. Elle commence lorsque la couronne ou les streamers secondaires situés à la tête du streamer principal touchent la cathode (T_f sur la Figure II.6). Dans le cas des chocs de manœuvre, l'arrivée de ces streamers ou des avalanches secondaires à la cathode conduit nécessairement à l'établissement d'un arc électrique entre les électrodes. Cependant dans le cas des ondes de foudre, les couronnes de streamers peuvent atteindre l'électrode plane sans provoquer nécessairement le saut final [19]. Ce fait s'explique par la grande intensité de la couronne qui est liée à la raideur du front de l'onde, de telle sorte qu'au moment où ces branches touchent la cathode, la zone des streamers représente une fraction importante de l'espace entre les électrodes, résultant en une faible conductivité de l'intervalle d'air. De plus, au même instant, la tension appliquée décroît rapidement, contribuant à réduire le courant injecté dans l'intervalle.

Dépendamment de l'amplitude de l'onde appliquée, la décharge pourra évoluer ou non vers le saut final, bien qu'à un instant donné, elle ait intéressé tout l'espace entre électrodes. L'imminence du saut final est caractérisée par une croissance très rapide de la luminosité du streamer principal et du courant qui le traverse. Pendant ce temps, le streamer se propage vers la cathode quasiment en ligne droite avec une vitesse dont la croissance est semblable à celle du courant [19]. Cette vitesse très rapide explique que la durée totale du phénomène ($T_B - T_f$ sur la Figure II.6) soit très brève et que son étude expérimentale soit délicate. Quand à l'instant T_f , les couronnes atteignent la cathode, une vive ré-illumination partant du point d'impact et rejoignant la tête du streamer peut être observée. L'explication serait qu'à l'approche de la tête, la partie non franchie de l'intervalle se trouve soumise à un potentiel très important qui est la différence

entre la tension appliquée et la chute de tension le long du canal de streamer. Il y a alors, une redistribution brutale du potentiel dans la région de la cathode et création d'un front d'onde qui parcourt les streamers en augmentant rapidement leur degré d'ionisation [19]. Le phénomène est cependant plus compliqué, influencé par la présence de la cathode d'où peuvent être arrachés les électrons [19, 72]. En effet, l'arrivée des streamers secondaires à la cathode crée une zone d'activité cathodique dans laquelle sera abandonnée une colonne de charges positives. La zone cathodique va permettre l'injection d'électrons dans cette colonne, ceux-ci remontant vers l'anode sans ioniser puisque l'attachement domine dans cette colonne quelque peu conductrice [72]. Le processus d'attachement est cependant instable et l'injection d'électrons cathodiques va mener à la formation de charges d'espace d'ions négatifs dans la colonne [72 - 73]. La colonne sera alors divisée en régions de faible et de fort champ et sa conductivité augmentera progressivement, se traduisant par le développement vers la cathode d'une zone lumineuse qui va aboutir à l'établissement de l'arc [74, 75]. Des observations ont montré que la structure du saut final dans le mode claquage par streamers (petits intervalles) est similaire à celle dans les claquages par leaders pour les grands intervalles d'air [66, 73]. Il est possible de caractériser quantitativement le saut final par sa hauteur et sa durée [19]. La durée du saut final est définie comme l'intervalle de temps s'écoulant entre l'arrivée des streamers au plan et celle du canal. Elle est à peu près constante et semble aussi être indépendante de la géométrie de l'intervalle ou de l'amplitude et de la forme de l'impulsion de tension. La hauteur du saut final est définie comme étant la hauteur de l'extrémité du canal au moment où les streamers touchent la cathode. Elle serait dépendante de la tension appliquée à l'instant de l'amorçage du saut final [19,76].

II.5)-Théorie des décharges surfaciques :

Les surfaces diélectriques exposées à des champs électriques tangentiels constituent généralement la partie la plus vulnérable de l'isolation des systèmes HT. Malgré qu'une grande quantité de données expérimentales ait été rassemblée sur le sujet [27, 29, 37, 38, 41, 42], aucune interprétation physique satisfaisante du développement d'une décharge dans une interface gaz/solide n'a encore été proposée. Il est cependant bien connu qu'en présence de ces interfaces, plusieurs mécanismes physiques peuvent conduire à l'établissement précoce d'une décharge dans l'intervalle entre les électrodes. Parmi ces mécanismes, on peut noter principalement la distorsion du champ électrique [27, 31, 40, 42,], la modification des coefficients d'ionisation et d'attachement [33, 40], l'accumulation de charges surfaciques [37, 39] et l'interaction dynamique entre la surface et la décharge elle-même [30, 38, 39]. Ces mécanismes peuvent grandement affecter le développement de la décharge et ainsi participer largement à la diminution de la rigidité diélectrique de l'espace entre les électrodes [33, 34, 39, 40]. Au vu de ces observations, il est évident qu'une décharge surfacique n'est pas assimilable à une décharge se produisant entièrement et uniquement dans l'air. Les processus physiques fondamentaux impliqués dans le développement des avalanches en présence d'une surface diélectrique sont en effet beaucoup plus complexes que ceux dans l'air et leur synergie plus difficile à déterminer

L'étude des décharges surfaciques revêt une grande importance pour l'ingénierie de la haute tension, spécialement pour la conception et le dimensionnement des isolateurs. Nous décrirons dans cette partie les principaux phénomènes physiques et électriques qui découlent de la présence d'une surface diélectrique le long de l'axe des électrodes dans un intervalle d'air soumis à une

haute tension. Nous discuterons à la fin de quelques principes qui peuvent soutenir l'étude théorique des décharges surfaciques.

II.5.1- La distorsion du champ électrique :

L'établissement d'une décharge surfacique dans une interface gaz/solide dépend de la condition essentielle de l'existence d'une composante de champ électrique tangente à la surface du diélectrique [34, 35]. Alors lorsqu'une surface diélectrique est le lieu d'une décharge, c'est parce qu'elle a d'abord favorisé une distorsion du champ électrique initialement appliqué et engendré une composante tangentielle dans le nouveau champ géométrique. La **Figure II.7** ci-dessous met bien en évidence ce premier effet de la présence d'une surface diélectrique entre deux électrodes. Elle schématise la distribution du champ électrique pour système d'électrodes de configuration tige - plan. Les résultats ont été obtenus à l'aide de simulations numériques, ils montrent qu'un diélectrique solide placé parallèlement à l'axe des électrodes peut déformer les lignes de champ en les dirigeant vers sa surface et en accentuant le champ aux alentours de l'électrode HT [40]. La ligne de champ maximal longe la surface diélectrique en partant du point ayant le champ le plus élevé sur l'électrode HT. Comparativement à la situation dans l'air, la déformation des lignes de champ en présence d'une surface diélectrique entraîne un champ géométrique largement accentué au voisinage de l'électrode HT et abruptement affaibli lorsqu'on s'éloigne de cette zone. Cette distorsion du champ est due à la grande permittivité (comparativement à celle de l'air) du diélectrique. Elle fait qu'en présence de surface diélectrique, le volume critique, tel que défini dans le cas de l'air, devient réduit [27, 42]. En effet, l'affaiblissement brutal du champ pour des points éloignés de l'électrode HT "positionnerait" le champ critique d'ionisation E_{cr} en une distance plus proche de l'électrode HT qu'il ne serait dans le cas de l'air.

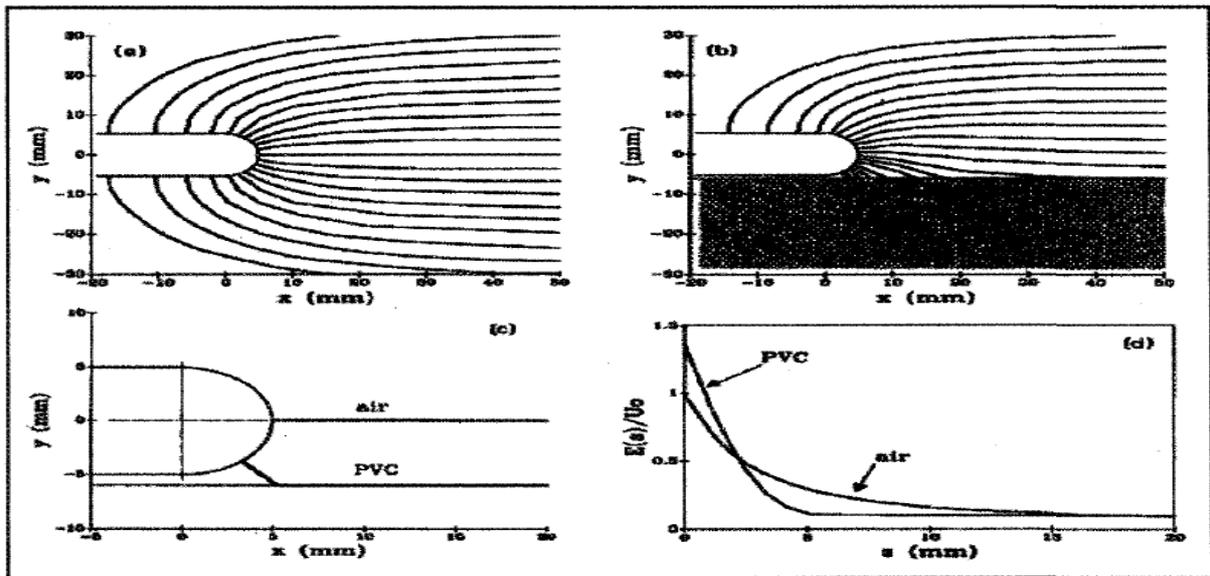


Figure II.7: Comparaison du champ électrique autour de l'électrode HT dans l'air et en présence de surface diélectrique [40].

- (a) : lignes de champ dans un intervalle d'air.
- (b) : lignes de champ en présence d'une surface de PVC ($s = 4$).
- (c) : champ maximum en présence d'une surface de PVC et dans l'air.
- (d) : champ axial dans le cas de l'air et en présence d'une surface de PVC.

La réduction du volume critique indique que pour une tension donnée, la probabilité de générer des électrons serait plus faible. En d'autres termes, la tension requise pour amorcer une couronne de streamers en présence d'une surface diélectrique serait plus grande que celle dans le cas de l'air. Ce résultat théorique est cependant en totale contradiction avec ceux fournis par les investigations expérimentales effectuées jusqu'à ce jour [27, 30, 31, 40, 42, 43]. Il est donc certain que les mécanismes menant à la formation d'une décharge surfacique ne peuvent dépendre uniquement que de la distribution du champ électrique et de son intensité, us tiendront aussi comptent d'autres facteurs tels que les conditions de température et de pression mais surtout de la nature des deux éléments formant l'interface, notamment le gaz et la surface diélectrique

[33, 34, 40]. Ces facteurs, ajoutés à la distribution du champ électrique local auront naturellement comme principal effet de modifier les quantités d'ionisation et d'attachement initiales de l'intervalle d'air.

II.5.2- L'accentuation du taux net d'ionisation :

La structure d'une décharge couronne sur une surface diélectrique apparaît comme étant plus complexe que celle dans l'air [33, 38, 40 - 44]. Ce fait peut être attribué partiellement à l'accentuation du phénomène de photo-ionisation qui peut être due au bombardement de la surface par les ions, électrons et photons [33, 40]. Il en résulte alors une plus grande probabilité de générations d'avalanches de toute part et dans différentes directions. Des travaux ont montré que ce phénomène conduit à un branchage généralement plus abondant des couronnes de streamers [40]. Ainsi comparativement à la configuration sans surface diélectrique et pour une même tension appliquée, l'extension des couronnes en présence d'une surface diélectrique est toujours plus grande. D'autres travaux ont ajouté que la tension nécessaire pour que les couronnes traversent l'intervalle d'air est sensiblement plus faible [33]. Dans le cas de l'air, à des tensions proches de celle de contournement, la formation d'un canal de streamer peut être observée dans la zone voisine de l'électrode HT. Si le streamer arrive à se propager jusqu'à l'électrode opposée, il provoque inéluctablement un arc électrique dans l'intervalle. En présence de diélectrique, le streamer peut se développer principalement dans l'air, loin de l'axe des électrodes et des charges déposées sur la surface par les avalanches [40]. Dans ce cas, sa propagation peut être stoppée avant le claquage si le champ électrique local devant la tête du streamer ne satisfait plus les conditions de génération d'avalanches de taille critique. Il a été noté à ce titre que les avalanches pouvaient toucher la cathode sans nécessairement provoquer un contournement.

La propagation d'une décharge électrique est bien connue comme étant dépendante du taux net d'ionisations qui lui-même est fonction du champ maximal devant la tête du streamer principal. En présence d'une surface diélectrique autant dans le cas des gaz, l'avancement du streamer sera aussi fortement lié aux quantités d'ionisation et d'attachement. Celles-ci seraient du reste grandement affectées par la présence du diélectrique [33, 40]. Suivant l'interprétation théorique proposée par Gallimberti et al. [40], une surface diélectrique peut modifier les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons:

- elle peut émettre des électrons sous l'effet du bombardement des photons, des ions positifs et des électrons. Cet apport supplémentaire de la surface contribue à fournir davantage d'électrons germes pour générer des avalanches secondaires et à favoriser davantage d'ionisations par collisions devant la tête du streamer. Cet effet a déjà été démontré expérimentalement pour les surfaces PTFE en présence de SFe [33], voir **Figure II.8**.
- Elle peut aussi attacher les électrons dans des pièges surfaciques et les ions positifs par attraction électrostatique accentuant ainsi l'attachement électronique déjà induit par le gaz formant l'interface, voir **Figure II.9**.

La Figure ci-dessous présente les coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas de l'air et ceux en présence d'une surface de PVC.

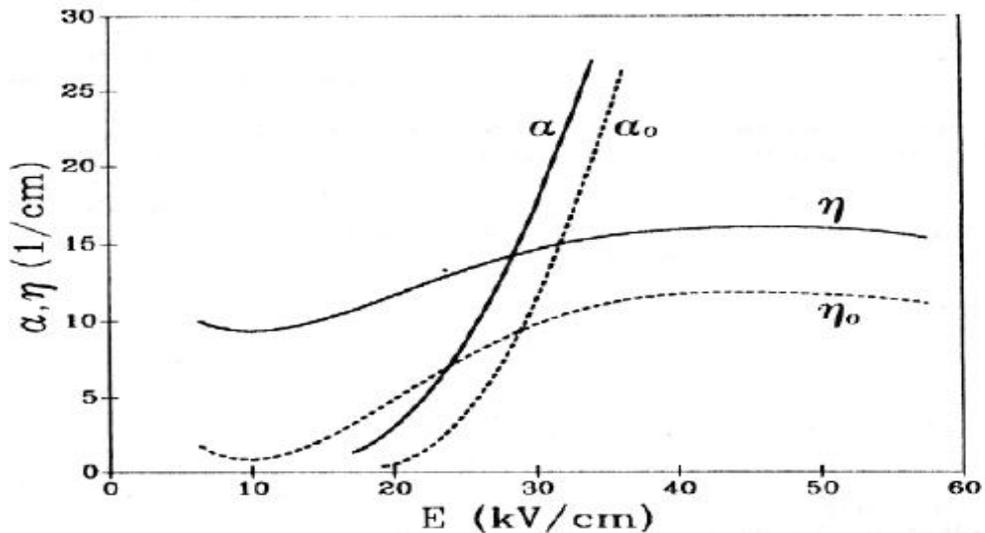


Figure II.8 : Coefficients d'ionisation et d'attachement de l'air respectivement α_0 et η_0 (traits en pointillés) et ceux favorisés par la présence d'une surface en PVC (traits continus) [40].

Comme le suggère le mécanisme présenté par la **Figure II.9**, on peut s'attendre à ce que l'initiation et la propagation des streamers le long d'une surface diélectrique soient contrôlées par des coefficients d'ionisation et d'attachement plus grands que ceux dans l'air. Ceci est conforté par le fait que les recombinaisons des ions positifs sur des surfaces diélectriques peuvent contribuer à extraire des électrons de celles-ci ou du gaz environnant.

La plus faible énergie requise pour arracher un électron d'un solide est appelée fonction travail, ($e\phi$). Cette énergie peut se présenter sous différentes formes : thermique (phonons, kT), photonique ($\hbar\nu$), énergie potentielle des atomes et des ions (eV^* , eV_i), énergie cinétique ($\frac{1}{2}mV^2$) etc.

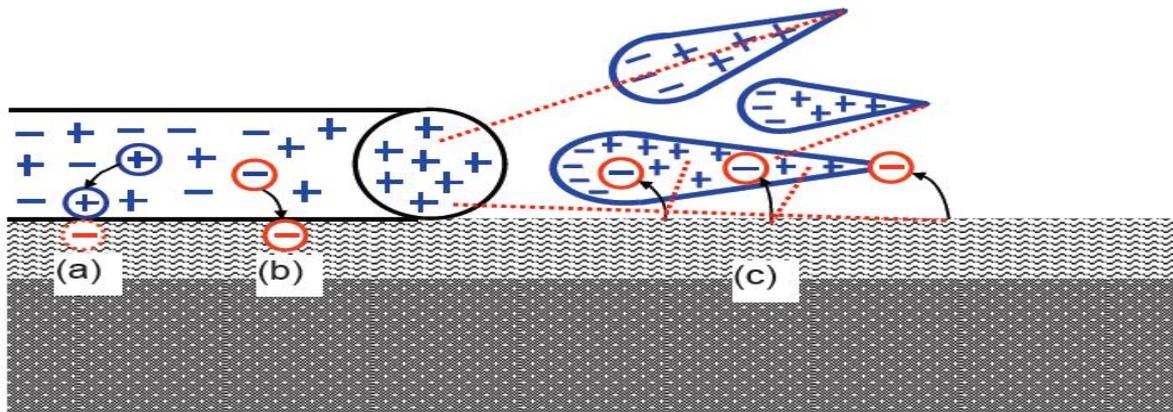


Figure II.9 : Processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans la propagation d'un streamer à travers une surface diélectrique.

- (a) : ion positif capturé par les forces électrostatiques.
- (b) : électron capturé à travers les pièges surfaciques.
- (c) : extraction d'un photoélectron contribuant aux ionisations collisionnelles.

La réduction de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air en présence d'une surface diélectrique a souvent été attribuée à la distorsion du champ électrique local et à l'accentuation du taux net d'ionisations. Cependant un autre phénomène qui peut davantage contribuer à modifier les conditions de contournement d'un solide diélectrique est l'accumulation progressive de charges sur la surface diélectrique lorsqu'une tension est appliquée à l'intervalle. Ces charges dites surfaciques peuvent affecter significativement les propriétés de la décharge notamment ses paramètres d'initiation, sa propagation et son aspect physique [33, 34 - 38].

II.5.3- L'accumulation de charges surfaciques :

Des travaux de recherche de ces vingt dernières années est justement consacrait sur l'influence des charges accumulées en volume ou en surface dans le diélectrique, sur le processus de claquage; qu'il s'agisse de claquage en volume ou de claquage en surface. Naturellement, le mode de claquage qui nous

intéresse dans nos travaux est le claquage en surface, c'est-à-dire celui qui survient lorsque le champ électrique est essentiellement tangent à l'interface gaz/diélectrique. Les principaux mécanismes menant à l'établissement d'un tel claquage viennent d'être explicités plus haut.

Le fait est qu'ils peuvent être largement affectées par des charges accumulées sur la surface diélectrique [37 - 39, 45]. A priori, ces charges peuvent modifier grandement la distribution spatiale du champ électrique le long de l'axe des électrodes [33, 37 - 39, 45, 46]. Elles peuvent aussi augmenter l'énergie interne du diélectrique en introduisant un terme d'énergie électrostatique et un terme électromécanique associé à la déformation du réseau atomique [39]. Par conséquent, elles peuvent changer les conditions de pré-claquage et créer alors des conditions de champ favorables à l'apparition des couronnes de streamers notamment au milieu de l'intervalle, loin de l'électrode HT [34]. Elles peuvent aussi influencer la dynamique de la décharge par leur apport énergétique en favorisant l'accentuation du taux effectif d'ionisation pour un claquage prématuré [34 - 38],

II.5.3.1- Les mécanismes de génération de charges surfaciques :

Les charges électriques (électrons, ions positifs et négatifs) accumulées sur la surface d'un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes sont dites extrinsèques ou intrinsèques dépendamment de leur origine. Elles sont dites intrinsèques lorsqu'elles sont produites initialement à l'intérieur du diélectrique [48], générées soit par électro-dissociation d'espèces neutres [39] soit par ionisation naturelle [39, 47]. Par électro-dissociation, une espèce initialement neutre d'un point de vue électrique se dissocie en des espèces chargées sous l'action d'un champ électrique. Ce phénomène peut concerner le diélectrique lui-même, les additifs (couche semi-conductrice, impuretés) ou encore les contaminants (poussière, vapeur d'eau, etc.). L'interaction du diélectrique avec

des rayonnements ionisants (UV, X et γ) peut aussi conduire à une génération de charges par ionisation du diélectrique lui-même ou des impuretés qu'il contient. Les charges sont dites extrinsèques, par opposition aux charges intrinsèques, lorsqu'elles sont générées par injection à partir: des électrodes [39] ou du contact entre la surface libre du diélectrique et un plasma gazeux [39, 47], de décharges partielles précédentes [44, 45, 49], d'émission par effet champ à partir de la surface des électrodes [50, 52], de micro décharges entre les groupes de particules présentes sur la surface du diélectrique [51, 52] ou encore des décharges partielles pouvant se produire dans l'interface du contact entre le diélectrique et les électrodes [28, 53]. La **Figure II.10** fait un résumé de ces différentes sources de générations de charges d'espace, les charges volumiques pouvant aussi être transportées vers la surface du diélectrique pour devenir des charges surfaciques.

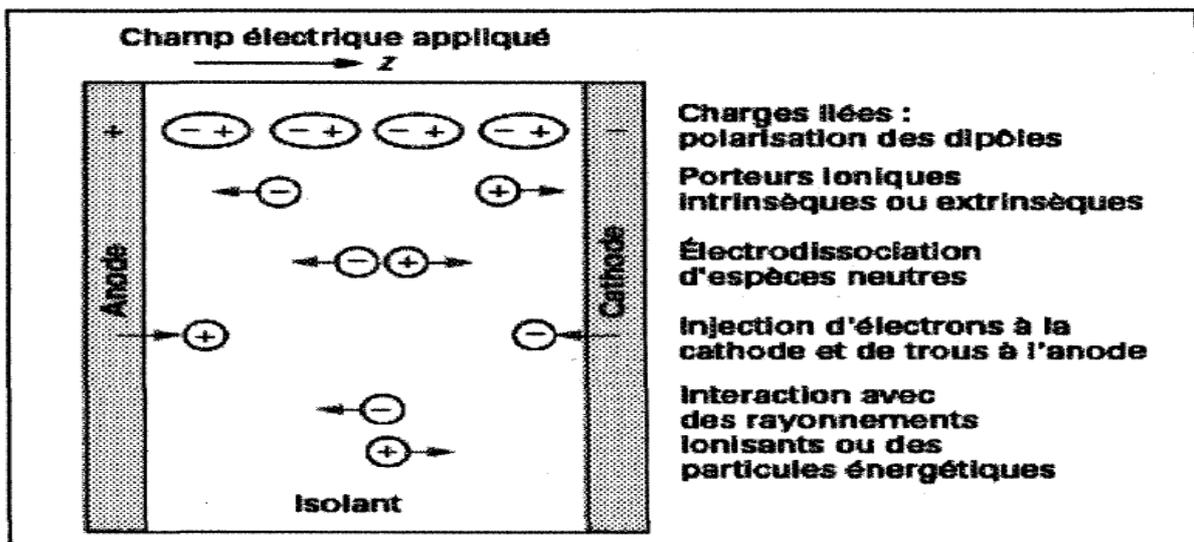


Figure II.10: Mécanismes de génération de charges dans un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes [39].

Plusieurs travaux, effectués avec différentes conditions expérimentales, ont cependant conclu que l'émission par effet de champ à partir des électrodes était la source la plus significative de génération de charges surfaciques [34, 39, 54, 55]. La **Figure II.11** fait une schématisation du mécanisme.

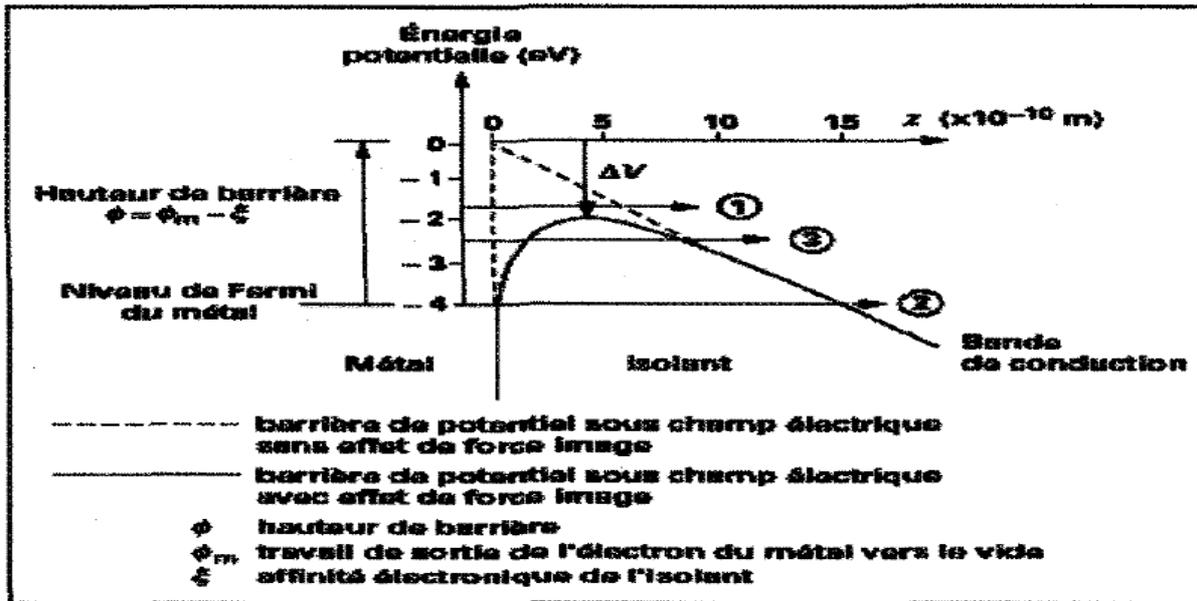


Figure II.11: Injection de charges par effet champ à partir des électrodes [39].

En l'absence de champ électrique, toute charge du métal (électrode) voit une barrière de potentiel dont la hauteur est telle que son passage vers le diélectrique est improbable, l'électron peut franchir une barrière de potentiel par trois mécanismes différents comme schématisés sur la Figure II.11 précédente avec les indices (1), (2) et (3). Pour le premier, connu sous le nom d'effet Schottky, l'électron (ou le trou induit par la vacance d'électron) passe au-dessus de la barrière par activation thermique tandis que pour le second, effet Fowler-Nordheim, l'électron passe à travers la barrière de potentiel par effet tunnel. Un mécanisme composite, connu sous la terminologie d'effet tunnel assisté thermiquement, consiste à une activation thermique de l'électron jusqu'à un certain niveau d'énergie, inférieur au sommet de la barrière puis en une injection par effet tunnel [39]. Le courant d'injection Schottky est très fortement dépendant de la température et n'intervient que pour des champs supérieurs 100 kV.cm⁻¹. L'effet tunnel par contre ne peut se manifester que lorsque la longueur d'onde associée à l'électron n'est pas plus petite que la largeur de la barrière à franchir. Cela ne devient vrai que pour des valeurs de champ de l'ordre de 10⁸ à

10^9 V.m^{-1} . Au-delà de ces valeurs, le courant d'injection augmente fortement; il est faible en dessous [39, 56, 57]. Nous avons déjà mentionné plus haut que des travaux ont montré que le mécanisme de génération à partir des électrodes était le plus conséquent pour produire des charges [34, 54, 55].

Cependant sous certaines conditions relevant notamment de l'inhomogénéité du diélectrique, de l'existence d'interfaces dans l'intervalle des électrodes et de la nature du champ appliqué, les mécanismes de génération interne peuvent devenir suffisamment efficaces [34, 58]. Les processus d'accumulation que nous décrivons ci-dessous tiennent alors autant compte des mécanismes de génération interne qu'externe.

II.5.3.2- Accumulation de charges surfaciques :

Des connaissances actuelles, on peut distinguer trois mécanismes pouvant conduire à l'accumulation de charge à la surface d'un isolant solide: (1) le transport via le gaz de remplissage, (2) la conduction surfacique et (3) la conduction à l'intérieur du diélectrique [34]. Le mécanisme (1) suggère que les charges produites autour d'une électrode diffusent dans le gaz de remplissage à travers des lignes de champ pour s'accumuler vers le centre de la surface du diélectrique [51, 62, 63]. Quant au second (2), il préconise la circulation de charges à la surface du solide par l'effet du courant de fuite [50, 64, 65], alors que le troisième (3) est basé sur la migration vers l'extérieur de la surface du solide de charges produites à l'intérieur du diélectrique [39,48]. Plusieurs travaux ont révélé que le mécanisme (1) était le plus conséquent [54,55]. Cependant cela ne signifie pas que les deux autres ne peuvent pas être très efficaces si les conditions leur donnant naissance (caractéristique du champ appliqué, inhomogénéité du diélectrique) sont accentuées.

II.5.3.3- Charges surfaciques et champ électrique :

Une fois générés, transportés et accumulés sur la surface diélectrique, les groupes distincts de porteurs de charge deviennent ce qu'on appelle charges d'espaces, positives ou négatives selon le type. Lorsqu'elles sont accumulées sur la surface du diélectrique elles sont appelées charges surfaciques. L'effet majeur de leur accumulation, lorsque le processus atteint un régime de saturation, est la modification de la distribution initiale du champ électrique car elles-mêmes créent un champ local qui se superpose au champ appliqué [34, 37, 47, 61]. La composante du champ la plus affectée est la composante normale [34]. Les charges accumulées la réduisent du côté du gaz tout en l'accentuant du côté du diélectrique. Cependant celle-ci ne pourra jamais être inversée même si elle peut être grandement réduite. Ce qui signifierait que les pertes diélectriques deviennent nulles [54]. L'accumulation de charges surfaciques a aussi tendance à changer la composante tangentielle du champ. L'accumulation de charges négatives vers l'anode et de charges positives vers la cathode accentue le champ tangentiel total dans les régions des électrodes et le diminue dans la zone centrale de l'intervalle [34, 39]. Cette variation est accompagnée de la réduction du champ normal jusqu'à ce que le régime stabilisé soit atteint. Dans le cas extrême où le champ normal devient proche de zéro, le champ tangentiel sera constant et égal au champ moyen sur tout le long de la surface du diélectrique [50]. Puisque le champ varie avec le temps, avant l'atteinte de cette condition de stabilité, durant tout le régime transitoire, le champ tangentiel serait faible dans les zones des électrodes et plus grand que le champ moyen dans la zone centrale de la surface du diélectrique [34]. Cette situation est aussi obtenue lorsque, pour une raison ou une autre, la variation du champ tangentiel vers le régime de saturation est stoppée, avant que la condition extrême de stabilité ne soit atteinte.

L'interprétation de la variation du champ tangentiel montre donc que tant qu'il n'y a pas intensification du champ au niveau des électrodes; le champ électrique total est accentué sur la surface du diélectrique à mi-chemin des électrodes [34, 39, 59]. La **Figure II.12** présente l'allure du champ transitoire le long de la surface du diélectrique. Cette schématisation suppose que le champ appliqué est croissant et n'a pas encore atteint un niveau suffisant pour provoquer la saturation dans le processus d'accumulation de charges.

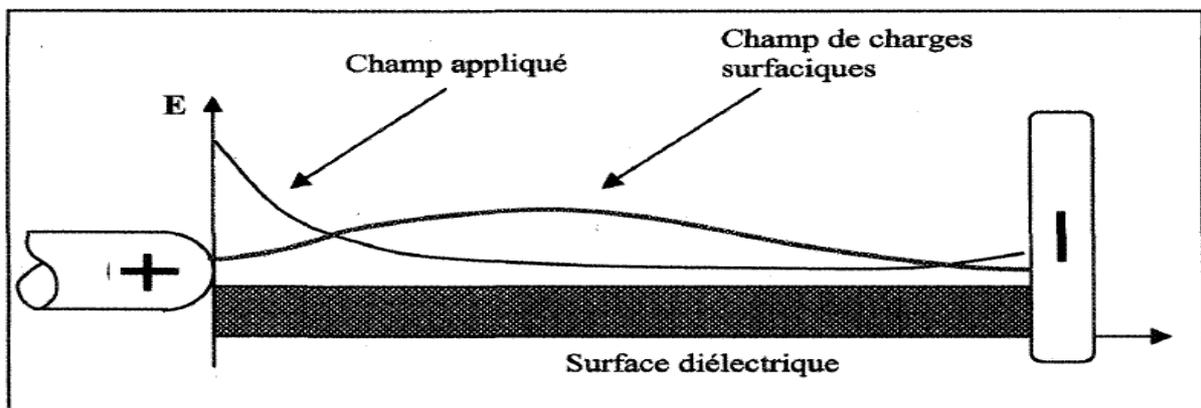


Figure II.12 : Interprétation de la distribution du champ tangentiel en régime transitoire.

En régime alternatif, dû à la variation permanente du champ appliqué, l'accumulation de charges est moins sévère qu'en régime continu parce que la constante de temps est beaucoup plus grande [34].

II.6- Caractérisation optique des décharges glissantes :

Les décharges surfaciques ont été découvertes en 1777 [77], quand Lichtenberg découvre par le fait du hasard, la formation de petites figures de poudre sur une surface chargée d'électricité (**Figure II.13**). Ces figures dites de Lichtenberg sont aussi appelées aussi figures de poudre. Elles ont suscité un grand intérêt chez beaucoup de physiciens, non seulement parce que leurs formes diverses offrent l'un des plus beaux spectacles de la nature, mais aussi parce qu'elles ont initié la découverte des décharges électriques et qu'elles sont

susceptibles de présenter une dimension fractale. Pederson [78] a été le premier à avoir étudié les figures dites de Lichtenberg où des photographies ont été utilisées pour l'étude des surtensions dans les lignes de transmission isolées au gaz. Merrill et Von Hippel [79] ont proposé une interprétation physique de leur mécanisme de formation, basée sur les théories modernes des décharges dans les gaz. Puis, cette technique a été utilisée par de nombreux chercheurs pour caractériser les décharges surfaciques (ou glissantes). Plusieurs tentatives d'explication du phénomène de ces décharges ont également été proposées [80,81].

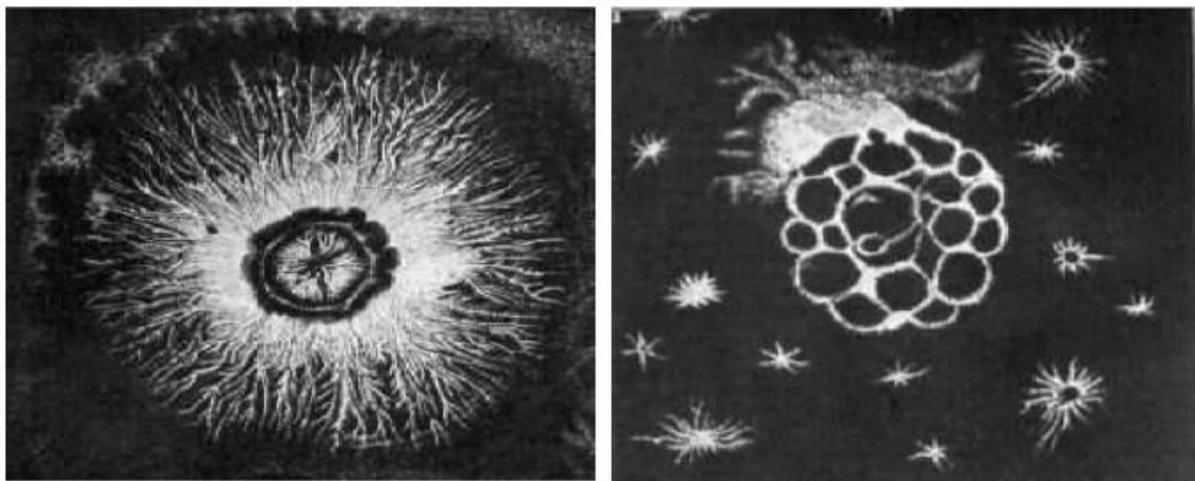


Figure II.13 : Figures originales de Lichtenberg 1777 [82].

Les techniques photographiques ont par la suite été utilisées par plusieurs auteurs pour la caractérisation des décharges [83]. L'une de ces techniques consiste à placer du papier photographique sur un isolant immergé dans un gaz ou liquide diélectrique et de développer le contenu en utilisant des techniques photographiques ordinaires après avoir soumis la structure à une décharge électrique. La technique de figures de poudre et du papier photographique sont des méthodes d'observation statiques puisqu'elles ne permettent pas d'observer l'évolution temporelle des décharges glissantes. Néanmoins, elles restent

toujours d'actualité parce qu'elles procurent beaucoup d'informations utiles à la caractérisation des décharges et ont largement contribué à la compréhension de phénomènes liés aux figures de Lichtenberg. Avec le développement des techniques de mesures notamment l'amélioration de la résolution spatiale et temporelle des systèmes optiques, l'étude des décharges surfaciques a beaucoup progressé durant ces trois dernières décennies. La technique d'ombroscopie est parmi les plus utilisées [84, 85, 86]. Elle consiste à éclairer la cellule d'essais par un faisceau lumineux puissant, de courte durée (d'environ 1Ps), pendant la propagation de la décharge. Les branches de celle-ci, qui ont un indice de réfraction différent de celui du fluide diélectrique, vont alors dévier la lumière dans toutes les directions. Une caméra vidéo placée en dehors du faisceau lumineux permet d'obtenir une image par diffraction. D'autres techniques plus ou moins récentes permettent d'observer des décharges surfaciques sur un matériau solide en présence de gaz sous pression. La **Figure II.14** ci-dessous donne un exemple de décharge surfacique obtenue dans le SF₆ à 0,3 MPa sur un échantillon en verre de 2 mm d'épaisseur.

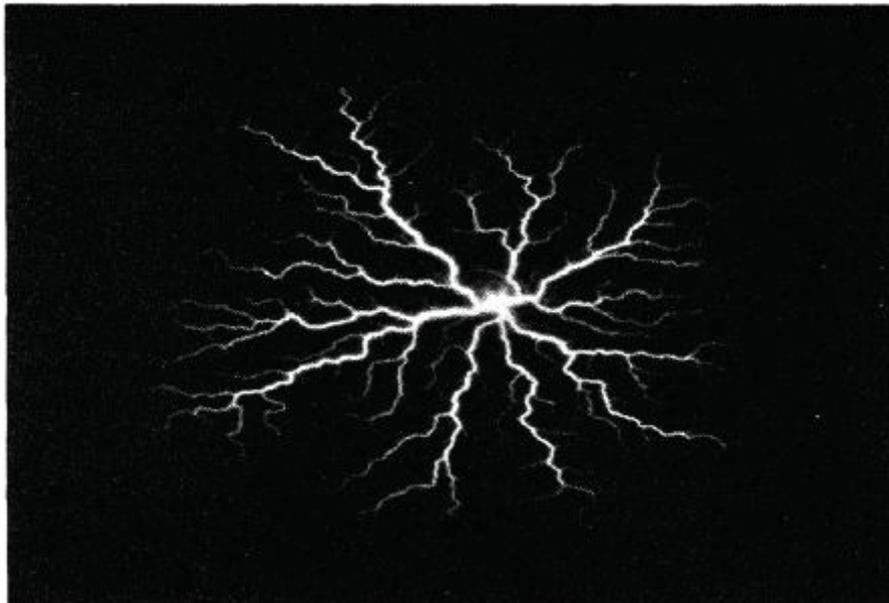


Figure II.14: Figure de Lichtenberg observée sur une interface verre/SF₆ pour une impulsion de tension de 30 kVx1 μ s sous une pression de 0,3 MPa [87].

Conclusion

Les phénomènes d'ionisation et d'attachement se sont révélés être d'un intérêt particulier car étant les principaux phénomènes contrôlant la décharge. Ils sont aussi, d'une certaine façon, à la base du processus de formation des streamers. Ils sont d'autant plus déterminants que dans le cas d'une décharge sur une surface diélectrique, comme par exemple les isolateurs, leurs effets peuvent s'avérer plus importants que dans le cas d'une décharge dans l'air. On a vu aussi que les caractéristiques d'une décharge positive et négatives dans l'air passent par plusieurs phases, la phase d'initiation, correspondant à l'apparition de la première couronne, la phase de propagation, correspondant au développement du streamer principal et la phase du saut final correspondant à l'établissement du court-circuit entre les électrodes.

La décharge dans les gaz est devenue un phénomène plutôt bien connu, aucune interprétation physique satisfaisante de la décharge sur les surfaces diélectriques n'a encore été proposée. Les différents travaux qui se sont succédé sur le sujet ont tenté de compenser ce manque de réelle compréhension par beaucoup d'études expérimentales qui ont traité de divers types de matériaux diélectriques soumis à diverses conditions. Ces efforts ont permis d'identifier les principales influences de la présence d'une surface diélectrique sur le processus de décharge. Celles-ci peuvent se résumer par la distorsion du champ électrique dû à l'effet de la permittivité du diélectrique, l'accentuation des coefficients d'ionisation et d'attachement et l'accumulation de charges surfaciques préalablement à l'établissement de la décharge. La synergie de ces facteurs favorise largement la diminution du champ d'apparition des couronnes de streamers, l'augmentation du taux net d'ionisation et de la vitesse de propagation de streamers ainsi que la tension critique de contournement. Dans le contexte particulier de la présence d'une surface de diélectrique dans l'axe des électrodes,

le processus d'accumulation de charges surfaciques semble incontournable. En effet, l'existence de défauts dans la structure de diélectrique, la présence d'impuretés rejetées en grande quantité à la surface, et l'effet du contact de diélectrique avec des électrodes métalliques sont tous des sources sévères de génération de charges surfaciques. Il apparaît par conséquent que l'interprétation d'une décharge se propageant sur une surface de diélectrique est plus complexe qu'en présence uniquement l'air.

Nous tenteront alors d'étudier principalement l'influence des formes d'électrodes sur la décharge électrique en présence du diélectrique dans la partie expérimentale.

CHAPITRE III

ASPECTS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps décrire l'équipement de test et de mesure, la cellule de tests et les électrodes sur lesquelles sera déposé. Nous expliquerons ensuite la stratégie d'essais appliquée. Puis, nous détaillerons avec des Tableaux et des Figures l'influence de la distance inter-électrodes ainsi que la forme des électrodes sur la décharge électrique.

Nous exposerons par la suite des photos obtenue par la défragmentation des séquences vidéo pendant les mesures de la décharges puis l'analyse des caractéristiques électriques des décharges se développant dans l'interfaces solide/gaz.

III.1- Equipement de test et de mesure:

Les appareils de mesure sont intégrés à l'ensemble de l'expérience, de sorte que l'on ne se préoccupe pas de savoir si leur présence change quelque chose en plus le danger des hautes tensions rend nécessaire l'éloignement des expérimentateurs avec leurs appareils de mesure.

On a utilisée un panel de control de mesure **Figure III.1**, un générateur de tension alternative (50 kV) puis une cellule de teste plus deux supports l'un en bois et l'autre en aluminium **Figure III.2**.



Figure III.1 présente pupitre de contrôle de mesure.

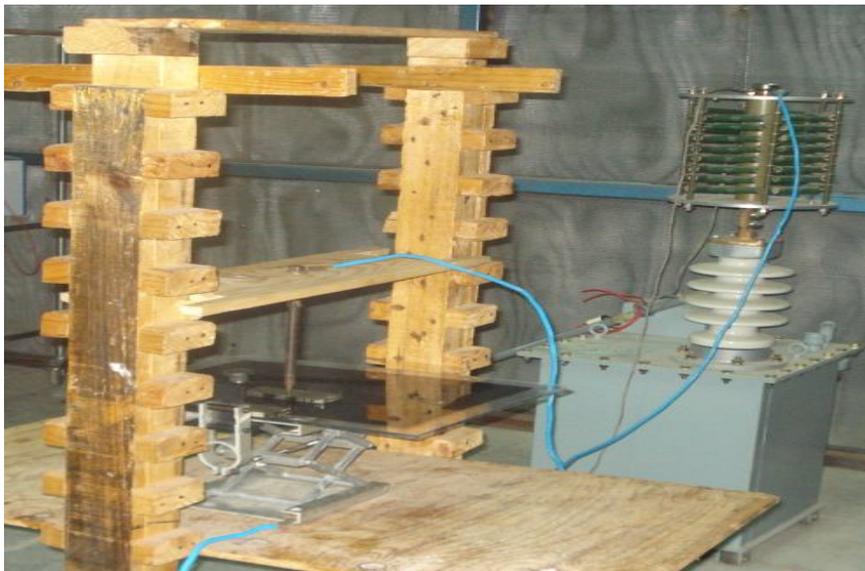


Figure III.2 présente générateur de tension alternative et la cellule de teste.

III.1.1- Systèmes d'électrodes :

Les systèmes d'électrodes utilisés sont les systèmes, pointe - plan, pointe - barre, plate-plate, sphère - sphère et barre – barre voir **Figure III.3**.

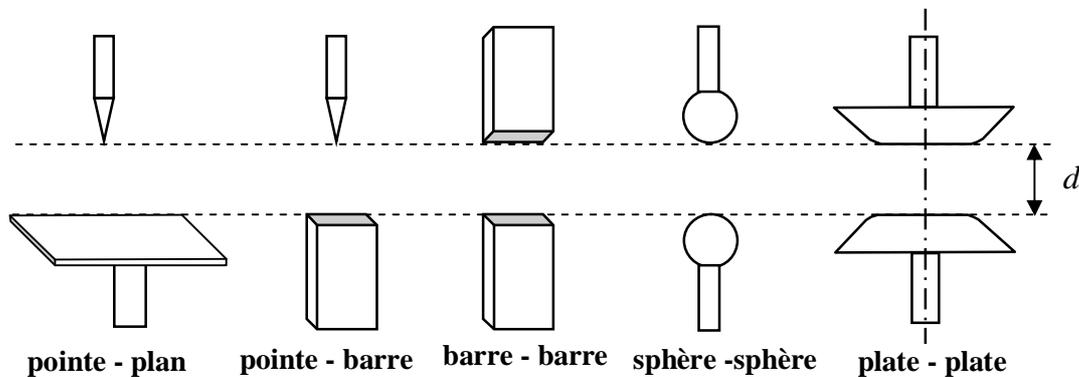


Figure III.3 Configurations d'électrodes utilisées.

- Pour la configuration pointe – plan en air, utilisé comme forme de référence.
- Pour le premier cas on a utilisé la configuration pointe – barre sur le plexi.
- Pour le deuxième cas on a utilisé la configuration barre – barre en formes, la première barre – barre en air, la deuxième barre – barre sur le plexi.
- Pour le troisième cas on a utilisé la configuration sphère –sphère en deux formes, l'éclateur à sphères, est un appareil composé essentiellement de deux sphères de même rayon et de même nature, dont une sphère est reliée à la haute tension et l'autre à la terre et sont situées dans l'air, le premier essai de mesure en air, le deuxième avec le plexi entre les deux sphères.
- Pour le quatrième cas on a utilisé la configuration plate – plate en deux formes aussi, la première plate – plate en air, la deuxième plate – plate avec le plexi.

- Pour le cinquième cas on a utilisé la configuration pointe – barre avec le plexi en forme de décharge à barrière diélectrique « DBD ».
- Pour le sixième cas on a utilisé un isolateur fabriqué avec du plexi faire des essais de contournement.

III.1.2- Mesure de la tension de claquage :

III.1.2.1-Mode opératoire :

Le mode opératoire est décrit sur la **Figure III.4**:

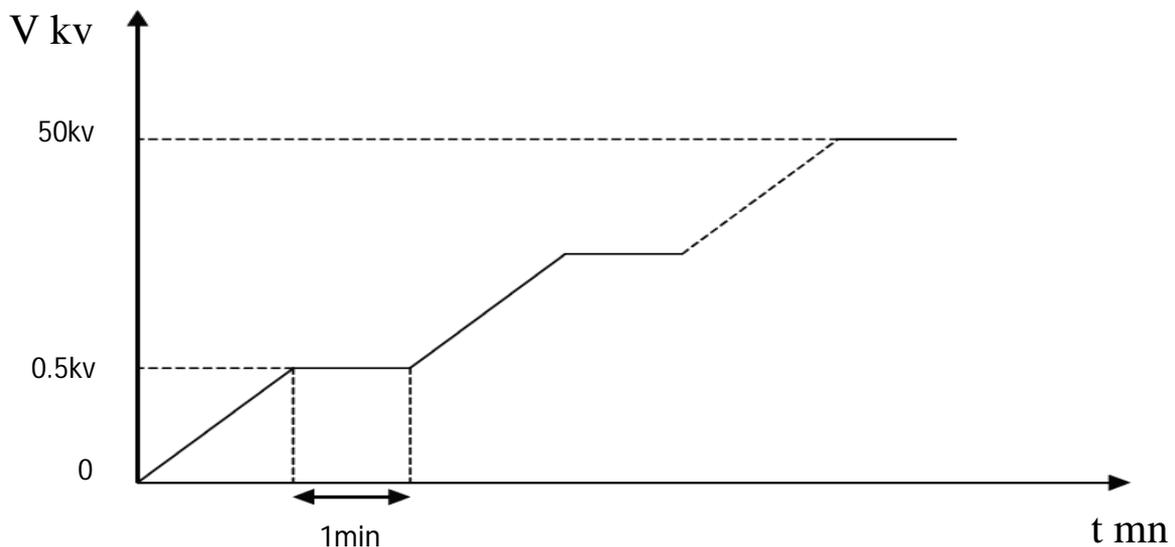


Figure III.4 : Mode opératoire pour la mesure la tension de claquage.

On augmentée progressivement la tension par palier de 0.5 kV (chaque palier ayant une durée de 1 min) jusqu'à le claquage de l'intervalle. On obtient la tension critique de claquage en utilisant la règle de 3/5 c'est à dire si on obtient dans cinq essais minimum trois valeurs identiques on considère cette valeur comme valeur critique.

III.2- Résultats de mesure

III.2.1-Cas pointe - plan (Cas de référence) :

○ Principe :

On a mesurée la tension de claquage en utilisant la méthode de montée. L'étude de la tension de claquage a été faite dans la géométrie (pointe - plan) en air, la haute tension est amenée du coté de l'électrode pointe, l'électrode plane étant reliée à la masse voir **Figure III.5**, la tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz avec une température ambiante.



Figure III.5 pointe-plan en air à plusieurs distances en tension alternative

○ Résultats :

Le **Tableau III.1** montre les résultats obtenus pendant les mesures des tensions de claquage entre deux électrodes métalliques « pointe – plan » en fonction de la distance inter-électrodes en air.

distance « d »cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
2	14	14	14
3	18	18	18
4	22	22	22
5	25	25	25
6	27,5	27,5	27,5
7	31	31	31
8	35	35	35

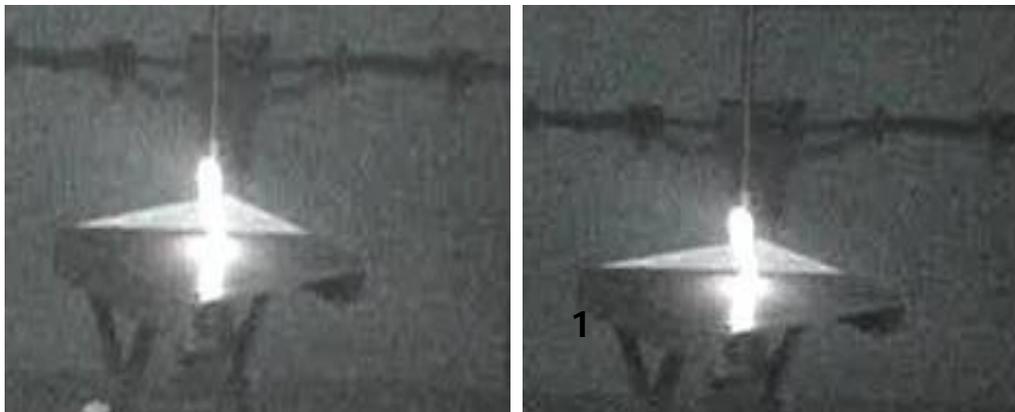
Tableau III.1 : Tension de claquage en fonction de la distance en air.

Si l'on trace la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrode « pointe – plan» en air on obtient le graphique de la **Figure III.6**.

○ **Observation expérimentales :**



(a)



(b)

(c)

La décharge observé à 31kv est un canal non linéaire se voit à travers le développement d'une lueur lumineuse (s'étirant de la pointe vers le plan), qui est représentative de la dynamique du streamer dans notre espace inter-électrodes voir **Figures (a)** , la morphologie de la décharge est celle d'un filament lumineux s'étirant de la pointe mis sous tension vers l'électrode plane mis a la masse, la défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir que la décharge a augmente en volume voir **Figures (b,c)**.

En analysant les électrodes de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures sur la surface des électrodes.

○ **Analyse des résultats :**

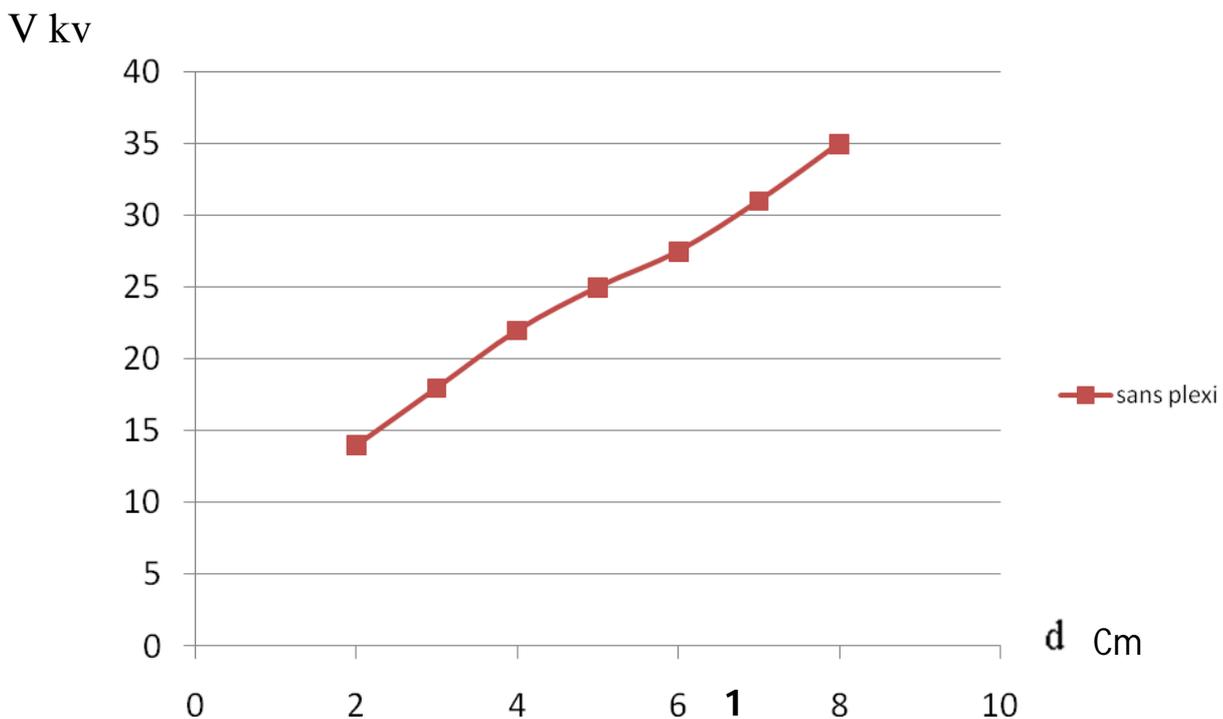


Figure III.6 : Tension de claquage en fonction de la distance inter-électrode en air.

La **Figure III.6** montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes, cette évolution est proportionnelle c'est-à-dire que l'écart inter-électrodes augmente la tension de claquage augmente aussi.

III.2.2- Cas pointe – barre :

L'étude de la tension de claquage a été faite dans la géométrie (pointe - barre) avec plexi, la haute tension est amenée du côté de l'électrode pointe, la barre étant reliée à la masse voir **Figure III.7**, la tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz pour une température ambiante.



Figure III.7 pointe-plan avec plexi à plusieurs distances en tension alternative

○ Résultats :

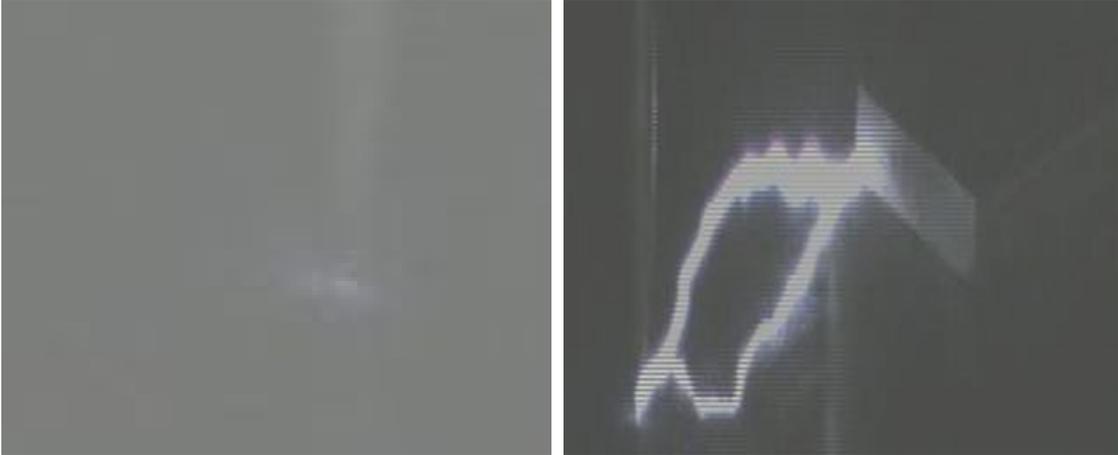
Le **Tableau III.2** montre les résultats obtenus pendant les mesures des tensions de claquage entre deux électrodes métalliques « pointe - barre » en fonction de la distance inter-électrodes avec plexi.

distance « d »cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
2	13,5	13,5	13,5
3	17,5	17,5	17,5
4	21	21	21
5	26,5	26,5	26,5
6	31	31	31
7	37	37	37
8	41	41	41

Tableau III.2 : Tension de claquage en fonction de la distance avec plexi.

Si l'on trace la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrode « pointe – plan» avec plexi on obtient le graphique de la **Figure III.8**.

○ **Observation expérimentales :**



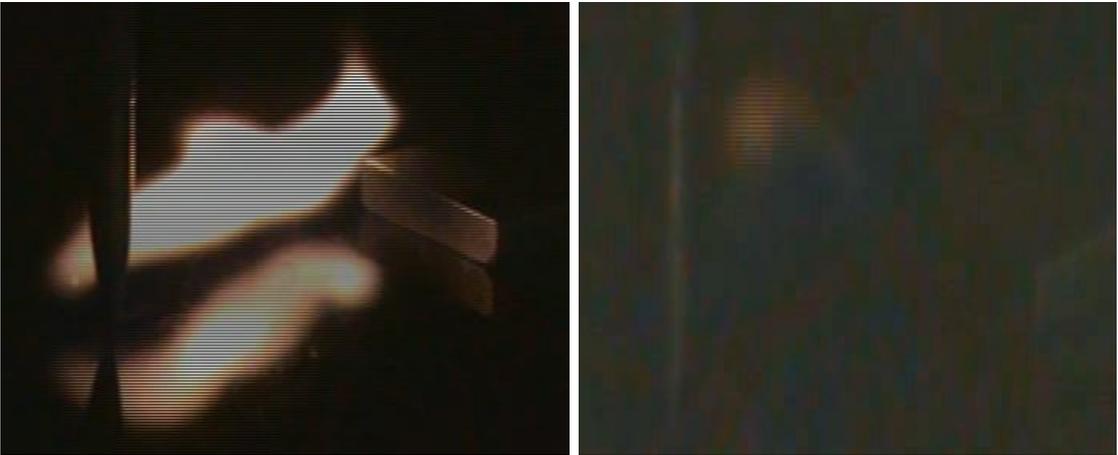
(a)

(b)



(c)

(d)



(e)

(f)

La décharge observé à 32kv une petite lueur lumineuse de couleur bleu autour de la pointe de l'électrode mis sous haute tension c'est-à-dire qu'un contour concentrique centrés cintré sur l'axe du point de contact avec le plexi et dont le rayon augmente, avec des petites étincelles voir **Figure (a)**, qui est représentative de la dynamique du streamer dans espace inter-électrodes, ensuite à partir de 32kv on remarque que ces étincelles commence a propagés, se sont des décharges rampantes (s'étirant de la pointe vers la barre) jusqu'elle forme un canal depuis l'électrode pointu jusqu'à l'électrode barre (claquage) à 37 KV voir **Figure (b)** , la morphologie de la décharge est celle d'un filament lumineux s'étirant de la pointe mis sous tension vers l'électrode barre mis a la masse, la défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir que la décharge a fait un saut depuis la pointe jusqu'a la barre et qu'elle augmente en volume voir **Figures (c,d,e)**, en voie aussi dans la **Figure (f)** qu'il reste une zone luminescente juste au milieu inter-électrodes.

En analysant les électrodes de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures sur la surface des électrodes et la surface du diélectrique.

○ **Analyse des résultats :**

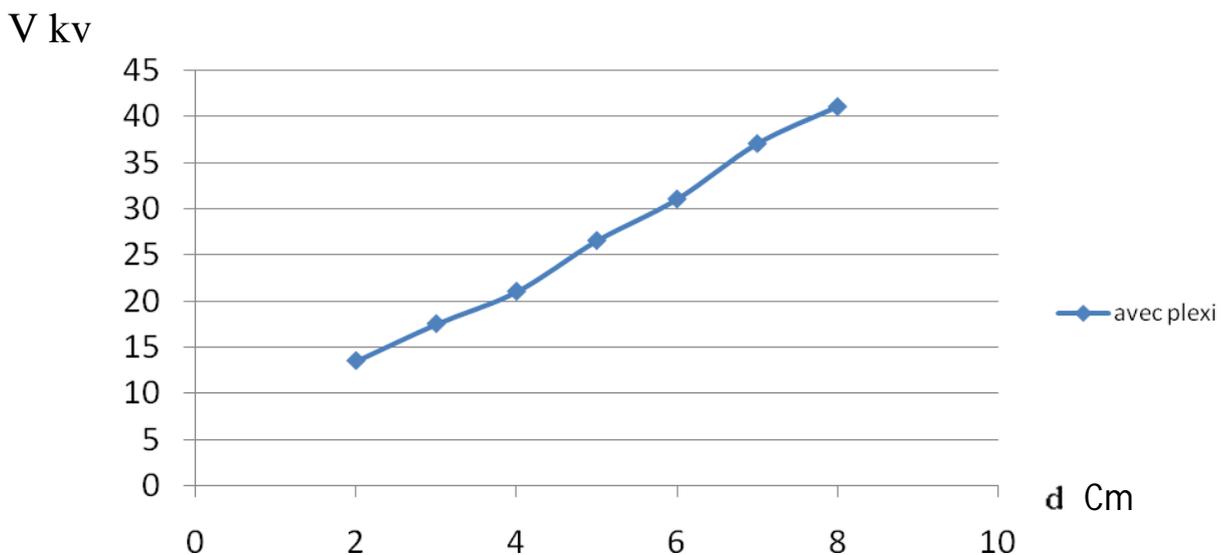


Figure III.8 : variation de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrode avec le plexi.

La **Figure III.8** montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes, cette évolution est proportionnelle c'est-à-dire que l'écart inter-électrodes augmente la tension de claquage augmente aussi.

III.2.3- Cas barre – barre :

○ Principe :

L'étude de la tension de claquage a été faite cette fois ci dans la géométrie (barre - barre) en air et avec le plexi, la haute tension est amenée du coté à gauche de l'électrode barre et la masse du coté à droite de l'électrode barre voir (**Figure III.9, Figure III.10**), la tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz pour une température ambiante.



Figure III.9 : barre - barre en air à plusieurs distances en tension alternative



Figure III.10 barre-barre avec plexi à plusieurs distances en tension alternative

○ Résultats :

Les **Tableaux (III.3, III.4)** montrent les résultats obtenus pendant les mesures des tensions de claquage entre deux électrodes métalliques « barre - barre » en fonction de la distance inter-électrodes en air et avec le plexi.

distance « d »cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
2	13,5	13,5	13,5
3	20	20	20
4	27	27	27
5	31	31	31
6	35	35	35
7	38	38	38
8	41	41	41

Tableau III.3 : Tension de claquage en fonction de la distance en air.

distance « d » cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
2	15	15	15
3	19	19	19
4	24	24	24
5	29,5	29,5	29,5
6	33,5	33,5	33,5
7	38	38	38
8	41	41	41

Tableau III.4 : Tension de claquage en fonction de la distance avec plexi.

○ **Observation expérimentales :**



(a)



(b)



(c)



(d)



(e)



(f)

La décharge observé dans les mêmes conditions à l'aide d'une camera, permet d'obtenir une information sur la dynamique de la décharge du type barre-barre avec plexi, la **Figure (a)** montre des petites lueurs lumineuses sur les cotés supérieurs des deux électrodes et en milieu aussi, les **Figures (b,c,d,e)** montrent que la décharge se développe en deux phases à 38.5kv.

- La première phase correspond a la propagation d'un premier streamer « appelé primary streamer en anglais ». Elle correspond au déplacement d'un spot lumineux de l'électrode mis sous haute tension vers l'électrode mis à la masse.

- La seconde phase correspond a la propagation d'un deuxième streamer « appelé secondary streamer en anglais ». Elle correspond au déplacement d'un spot lumineux de l'électrode mis à la masse vers l'électrode mis sous haute tension.

Ensuite le premier streamer et le second se retrouvent dans le milieu inter-électrodes pour formé un seul canal depuis l'électrode mis sous haute tension jusqu'à l'électrode mis a la masse et on obtient un claquage. La défragmentation des séquences vidéo nous a permet de voir que le canal augmente en volume, on voie aussi dans la **Figure (f)** qu'il reste une petite décharge lumineuse juste au milieu inter-électrodes.

En analysant les électrodes de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures sur la surface des électrodes.

○ **Observation expérimentales :**



(a)



Nous avons observé sur les pointes des barres une petite lueur lumineuse, à 38kv on a deux canaux le premier c'est propagé de à partir de l'électrode mis sous tension et le deuxième c'est propagé à partir de l'électrode mis à la masse, tous les deux sont retrouvait au milieu espace inter-électrodes pour formé un seul canal (claquage) voir **Figures (a)**. La défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir que le canal augmente un peu en volume voir **Figures (b,c)**.

En analysant les électrodes de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures sur la surface des électrodes.

○ Analyse des résultats :

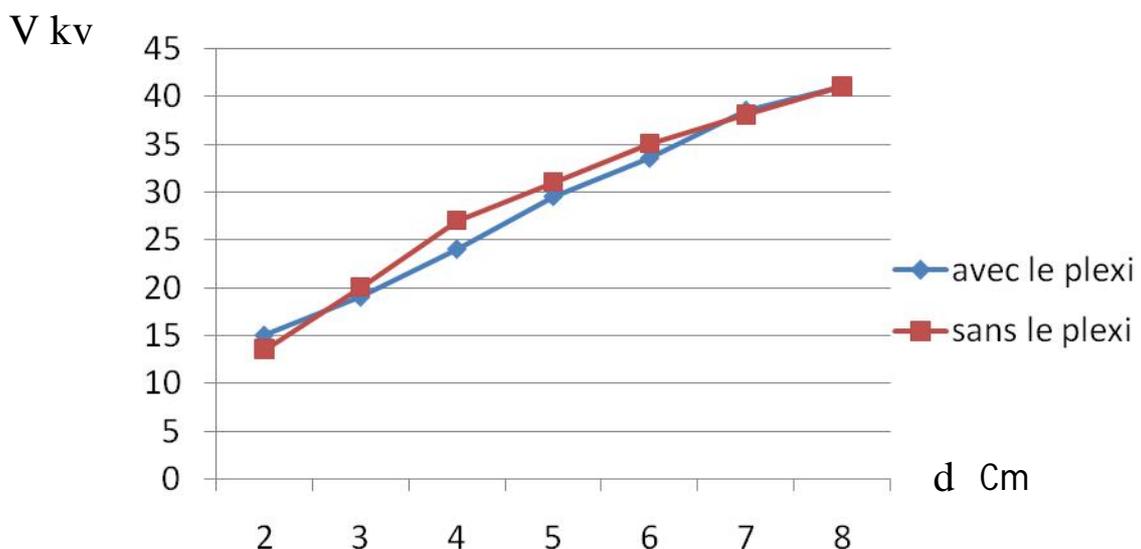


Figure III.11 : variation de la tension de claquage en fonction de la distance.

La **Figure III.11** montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes, cette évolution est proportionnelle c'est-à-dire que l'écart augmente la tension de claquage augmente aussi dans les deux modèles.

La tension de claquage du modèle barre – barre avec le plexi est inférieure à la tension de claquage du modèle barre – barre en air avec la distance inter-électrodes 2cm, au-delà de cette distance on a l'inverse la tension de claquage du modèle barre – barre en air est supérieure à la tension de claquage du modèle barre – barre sur le plexi avec des distances inter-électrodes 3, 4,5,6 cm, ensuite à la distance inter-électrodes 7cm et 8cm on a la même tension pour les deux modèles.

III.2.4- Cas plate – plate :

- **Principe :**

On a placé deux électrodes (plate - plate), l'une est sous haute tension et l'autre à la masse en air et avec le plexi voir (**Figure III.12, Figure III.13**). La tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz pour une température ambiante.



Figure III.12 plate- plate en air à plusieurs distances en tension alternative



Figure III.13 plate- plate avec plexi à plusieurs distances en tension alternative

○ **Résultats :**

Les tableaux (III.5, III.6) montrent les résultats obtenus pendant les mesures des tensions de claquage entre deux électrodes métalliques « barre - barre» en fonction de la distance inter-électrodes en air et avec plexi.

distance « d »cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
1	20,5	20,5	20,5
1,5	26,5	26,5	26,5
2	37,5	37,5	37,5
2,5	44	44	44
3	50	50	50

Tableau III.5 : Détermination de la tension de claquage en air.

distance « d »cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
1	16	16	16
1,5	19,5	19,5	19,5
2	23,5	23,5	23,5
2,5	28	28	28
3	34,5	34,5	34,5

Tableau III.6 : Détermination de la tension de claquage avec plexi.

○ **Observation expérimentales :**



(a)



On a observé un canal entre les deux électrodes (claquage) voir **Figures (a)** à 37,5kv. La méthode de défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir l'évolution du volume du canal qui augmente coté de l'électrode mis sous haute tension jusqu'à l'électrode mis a la masse voir **Figures (c,d)**, nous avons observé des traces d'amorçage matérialisées par des impacts au centre et a l'extrémité des électrodes.

En analysant les électrodes de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures sur la surface des électrodes.

○ **Observation expérimentales :**



(a)



(b)

(c)

Lors du claquage électrique, la décharge a eu lieu comme prévu quasiment au centre de l'électrode coté HT et de l'électrode coté masse à 23,5kv (claquage) voir **Figures (a)**. De plus, nous avons observé des traces d'amorçages matérialisées par des impactes au centre des électrodes, on voit bien aussi sur la **Figure (a)** le cheminement en surface sous forme d'un canal et se propage sur le plexi qui se trouve entre les deux électrodes, la défragmentations des séquences vidéo nous a permet aussi de voir l'inverse du modèle « barre – barre » en air que le volume été grand puis rétrécie un peu voir **Figures (c,d)**.

○ Analyse des résultats :

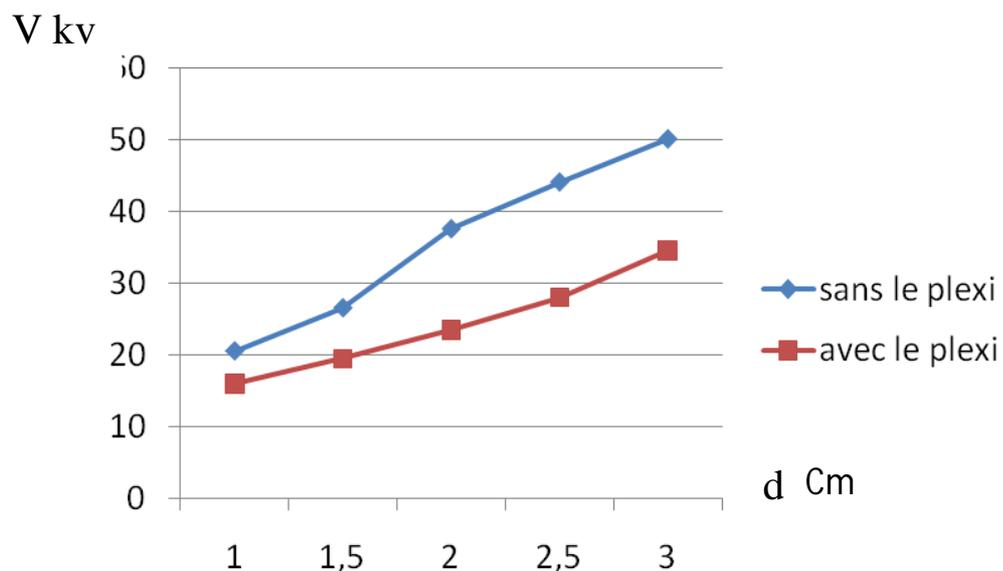


Figure III.14 : variation de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes

La **Figure III.14** montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes, cette évolution est proportionnelle c'est-à-dire que l'écart augmente la tension de claquage augmente aussi.

La tension de claquage du modèle plate – plate avec le plexi est inférieure à la tension de claquage du modèle plate – plate en air avec les distances inter-

électrodes 1, 1.5, 2, 2.5, 3cm. Cette différence s'explique que les électrodes utilisées ont une forme uniforme, cette forme a permis à la charge d'espace de se déposer facilement sur la surface du solide, c'est-à-dire les décharges surfaciques successives semblent avoir une influence sur les tensions de claquages.

III.2.5- Cas sphère- sphère :

○ **Principe :**

On a utilisé l'éclateur à sphères, une et sous haute tension et l'autre à la masse avec et sans plexi entre les deux sphères **Figure III.15**. La tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz pour une température ambiante.



Figure III.15 sphère - sphère sans plexi à plusieurs distances en tension alternative

○ **Résultats :**

Les **Tableaux (III.7, III.8)** montrent les résultats obtenus pendant les mesures des tensions de claquage entre deux électrodes métalliques « sphère - sphère » en fonction de la distance inter-électrodes en air et avec plexi.

Distance en cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
1	23,5	23,5	23,5
2	40,5	40,5	40,5

Tableau III.7 : Détermination de la tension de claquage en air.

Distance en cm	V ₁ kv	V ₂ kv	V ₃ kv
1	17,5	17,5	17,5
2	29,5	29,5	29,5

Tableau III.8 : Détermination de la tension de claquage avec plexi.

○ **Observation expérimentales :**

Lors du claquage électrique, la décharge a eu lieu au centre de l'électrode coté HT et l'électrode de coté masse à 23,5 kv en air, 17,5 kV avec plexi pour une distance de 1 cm, 40,5 kv en air, 29,5 kv avec plexi pour une distance de 2 cm, cela nous confirme que la tension de claquage en air est supérieure à la tension de claquage avec plexi.

○ **Analyse des résultats :**

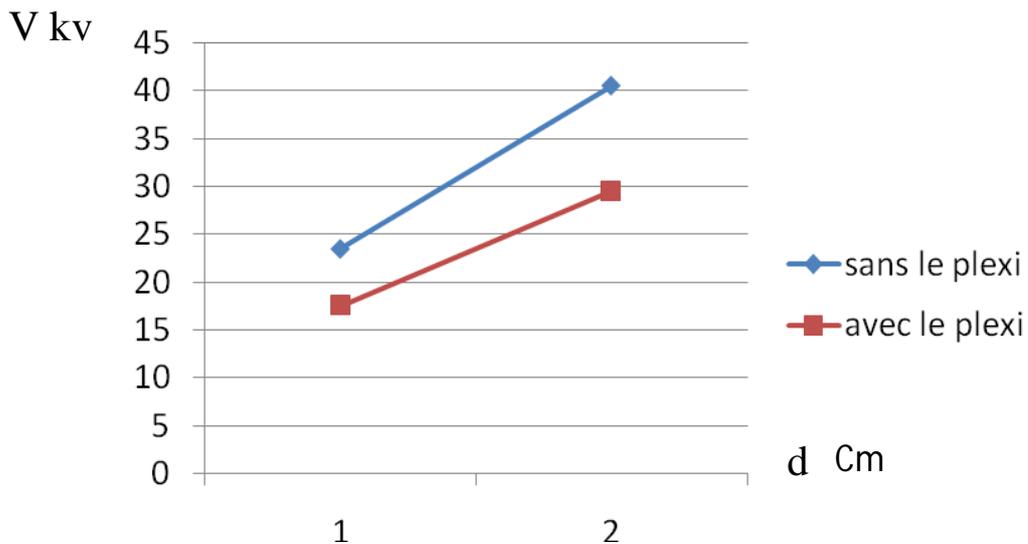


Figure III.16: variation de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes

La **Figure III.16** montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes, cette évolution est proportionnelle c'est-à-dire que l'écart augmente la tension de claquage augmente aussi.

La tension de claquage du modèle sphère – sphère avec le plexi est inférieure à la tension de claquage du modèle sphère – sphère en air avec la distance inter-électrode 1, 2 cm. Cette différence s'explique par la forme uniforme des électrodes utilisées et le diélectrique semble avoir une influence sur les tensions de claquage.

III.2.6- Cas de décharge glissante :

○ **Principe :**

La structure isolante étudiée est constituée d'échantillon solide insérés entre les deux électrodes métalliques dans la géométrie (pointe - plan), la haute tension est amenée du côté de l'électrode pointe, le plan étant relié à la masse, l'isolant solide utilisé est une plaque de plexiglas d'épaisseur 6 mm avec une longueur de 45 cm et une largeur de 25 cm « DBD » voir **Figure III.17**. La tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz pour une température ambiante.



Figure III.17 : pointe - plan avec plexi.

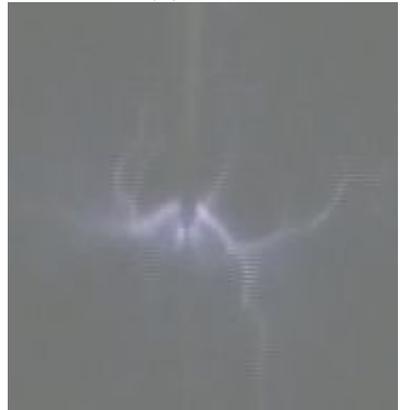
○ Observation expérimentales :



(a)

(b)

(c)



(d)

(e)

(f)



(g)

(h)

(i)



(j)

(k)

(l)



(m)



(n)



(o)

Nous avons observé une petite lueur lumineuse de couleur bleu autour de la pointe de l'électrode mis sous haute tension, se sont des petites étincelles (s'étirant de la pointe vers tous les sens) c'est-à-dire au fur et à mesure que la tension augmente apparait des décharges rampantes sur la surface du diélectrique, ces décharges réparties sur la surface du diélectrique comme des branches ayant la forme filaments fortement lumineux, se sont des streamers empruntes des trajectoires dans divers directions cela suggère que la surface du solide est devenue partiellement conductrices voir figures (a, b, c, d, e, f).

La défragmentation des séquences vidéo, montrent l'existence des canaux plus ou moins long et larges que les autres, on voie aussi que la décharge

veut atteindre l'autre extrémité pour faire le contournement voir figures (g, h, i, j, k, l, m, n, o).

En analysant l'électrode et la surface du plexi de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brûlures.

III.2.7- Cas d'un isolateur solide :

o Principe :

On a utilisé un isolateur solide (l'un de ces électrodes et sous haute tension et l'autre à la masse) qu'on a fabriqué en plexi. Ensuite on l'a gradué en centimètre de 1 jusqu'à 9cm, puis on a placé du milieu de se dernier jusqu'à la première graduation un torsadé (composé de 4 files en cuivre), ce torsadé est recouvert avec une matière isolante sans la pointe voir (**Figure III.18**), chaque teste on augmente la pointe du torsadé d'une graduation à une autre c'est-à-dire la distance inter-électrodes est de 18,6cm. A chaque teste qu'on fait cette distance diminue d'un centimètre. Le contournement est obtenue au 9ieme teste qui correspond presque a la moitié de la distance inter-électrodes. La tension appliquée est une tension alternative de fréquence 50 Hz.

Pour la détermination de l'effet de contournement, nous avons réalisés des essais avec un isolateur en condition propres, à une température ambiante toujours par la méthode de monté.



Figure III.18 isolateur en plexi.

○ **Résultats :**

Le **Tableau III.9** montre qu'il y a plusieurs essais mais a chaque fois on n'obtient pas de contournement, le 9ieme essais a été positive avec une distance inter-électrodes de 9,6 cm.

Distance en cm	contournement
1	Pas de contournement
2	Pas de contournement
3	Pas de contournement
4	Pas de contournement
5	Pas de contournement
6	Pas de contournement
7	Pas de contournement
8	Pas de contournement
9	contournement

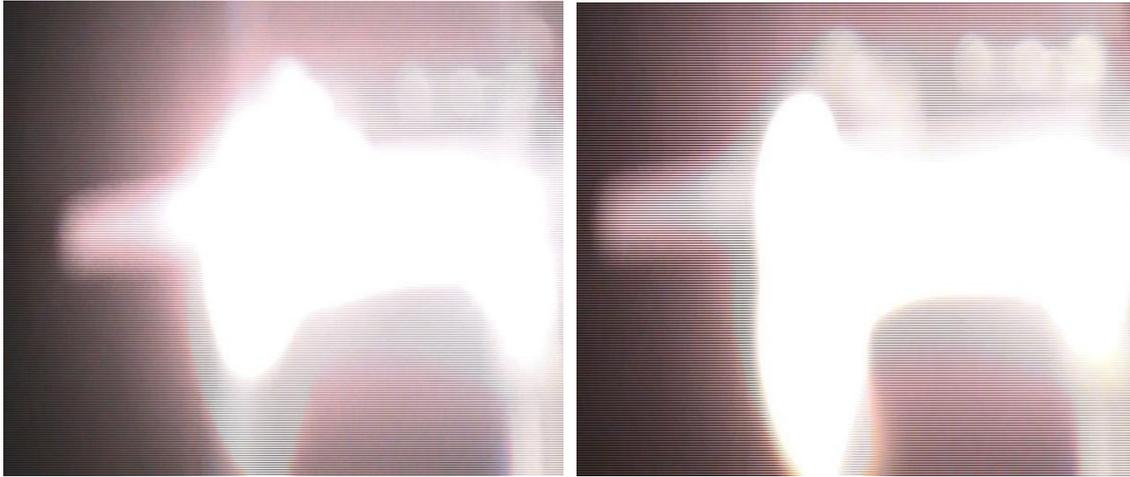
Tableau III.9 : Détermination de la tension de contournement.

○ **Observation expérimentales :**



(a)

(b)



(c)

(d)

La décharge observé sous forme d'une petite lueur lumineuse de couleur bleuté autour de la pointe de l'électrode mis sous haute tension et des petites étincelles a la masse qui est représentative de la dynamique du streamer dans espace inter-électrodes, ensuite à 37kv on remarque que ces étincelles commence a propagés sur la surface du plexi et à 49,5kv on a eu un contournement depuis la pointe jusqu'à l'électrode mis a la masse, la défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir qu'elle augmente en volume.

En analysant l'électrode et la surface du plexi de plus près, nous avons observé plusieurs traces de brulures.

III.3-Analyses et interprétations :

Dans nos travaux effectués on a comparé les caractéristiques de la décharge sur un diélectrique et celles de la décharge exclusivement dans un gaz, particulièrement l'air, en se basant sur les mesures principalement effectuées, la raison de cette approche réside certainement dans le fait que la décharge dans les gaz est maintenant un phénomène plutôt connu. Il a été possible d'obtenir des résultats sur la tension d'apparition des streamers, la tension de claquage. Cette

étude a été menée en analysant les effets spécifiques des paramètres expérimentaux tels, effet de la distance et de la forme des électrodes des modèles. Il devient ainsi évident qu'en présence de la surface du diélectrique, les facteurs qui peuvent influencer le développement des streamers notamment le champ appliqué, le taux net d'ionisation, les molécules et atomes impliqués ne sont pas les mêmes que ceux dans l'air. L'analyse de ses facteurs peut être effectuée en comparant les tensions de claquages en présence du diélectrique et en air. On a trouvé des résultats que la tension d'initiation, la tension de claquage est presque similaire en présence du diélectrique « plexi » avec ceux trouvés en présence uniquement de l'air dans le premier « cas de référence » et le deuxième et le troisième cas modèles expérimentales. Cela est dû à l'influence de la forme des électrodes non uniformes sur les résultats effectués.

Pour le quatrième et cinquième cas on a trouvé des résultats qui montrent que la tension d'initiation, et la tension de claquage en présence du diélectrique « plexi » est nettement supérieures avec ceux trouvés en présence uniquement de l'air. Cela s'explique que la forme des électrodes est uniforme en plus la présence du diélectrique avait aussi un effet sur les résultats, on peut dire que la forme des électrodes a influencé les résultats des deux premiers modèles expérimentales.

Dans le sixième cas, nous avons vu des décharges glissantes « surfaciques » se propagent sur la surface du diélectrique en forme de multiples canaux, cette décharge arborescence complexe et diversifiés, hypothèse est confirmée par les images prises avec la caméra montrent la décharge est aléatoire, c'est-à-dire qu'il n'est pas possible de définir une proportion de l'arc qui se propage dans l'air et sur le diélectrique en plexi.

Enfin on a terminé par une expérience sur un isolateur fabriqué avec du plexi, le contournement est obtenu au 9ieme essai est les images prises montrent celui-ci. Le contournement est précédé d'une phase de pré-claquage durant laquelle différents phénomènes peuvent prendre naissance. Cette phase de pré-claquage est elle-même constituée de deux phases : une phase de génération et une phase de propagation.

A ce titre, des travaux effectués par Gallimberti et al. [40] ont comparé les paramètres des streamers notamment les tensions d'apparition et de contournement, en présence de PVC, de verre et dans l'air. Ils ont révélé que la présence d'une surface diélectrique avait pour effet, comparativement à l'air, de réduire drastiquement la tension d'apparition des couronnes de streamers et de forcer la décharge à se propager sur la surface. Il a été noté aussi que la surface diélectrique causait une augmentation du taux effectif d'ionisation, affectant ainsi les caractéristiques de propagation de la décharge en augmentant la vitesse des streamers, le courant qui leur est associé et la quantité de charge déposée. Ces charges déposées sur la surface accentueraient davantage la distorsion des lignes de champ déjà induite par la permittivité du diélectrique. Cela suggère qu'en présence de surface diélectrique, les streamers se développent dans un champ beaucoup plus inhomogène que dans l'air.

D'autres travaux effectués par Allen et al. [27, 30, 38, 44] ont de leur côté successivement comparé les caractéristiques des décharges en présence de PTFE, de porcelaine et dans l'air. Les paramètres évalués étaient alors l'étendue du volume critique dans l'axe des électrodes, la vitesse de propagation des streamers et la charge déposée par les couronnes sur la surface du diélectrique. Les premiers résultats ont révélé qu'en présence de la surface diélectrique, le volume critique tel que déterminé dans l'air, était réduit [27]. Cette réduction serait due à la grande permittivité du matériau, le PTFE, qui déforme les lignes

de champ en accentuant fortement le champ appliqué dans le voisinage de l'électrode HT et en l'affaiblissant abruptement pour des positions plus éloignées. Un volume critique plus faible suggère que la probabilité d'amorçage des streamers serait plus faible et leur champ d'initiation plus grand. Cependant, en présence de PTFE, les résultats ont révélé le contraire comparativement à l'air. Les explications étaient alors qu'il y aurait une forte densité d'ions négatifs sur la surface qui, combinée avec l'accentuation du champ au voisinage de l'électrode HT, favoriserait un très fort taux d'ionisation, capable de produire des avalanches de taille critique dans des volumes critiques plus faibles que dans l'air. En analysant le développement des streamers, il a été montré aussi qu'en présence de PTFE, les couronnes pouvaient s'étendre largement dans l'espace, même dans des zones où le champ appliqué est très faible [38]. Les résultats comparés avec ceux obtenus dans l'air ont montré que le courant associé au streamer avait une amplitude plus grande en présence de surface diélectrique. Les vitesses de propagation des streamers se sont révélées aussi plus grandes accompagnées par une forte activité de photoémission et une réduction du temps minimum nécessaire à la formation d'avalanches de taille critique. Dans leurs travaux subséquents, les auteurs ont montré que le champ minimum nécessaire pour une propagation stable du streamer était plus grand en présence de surface diélectrique que celui dans l'air [30]. Ils ont aussi établi que pour des champs appliqués plus grands que le champ de stabilité, le streamer se propage avec deux composantes, une surfacique et une dans l'air. La première serait plus grande que la vitesse de propagation des streamers dans l'air et la seconde plus faible. Il a été révélé aussi qu'une charge nette positive était déposée sur la surface diélectrique, proche de l'électrode HT. Celle-ci aurait une grande influence sur la propagation des streamers et sur l'établissement du claquage de l'intervalle. Ces mêmes résultats ont été établis dans d'autres travaux comparant cette fois-ci des décharges se propageant sur des surfaces en silicone et celles dans l'air [31]. Ces derniers travaux ont aussi indiqué une augmentation de la

vitesse de propagation des streamers et du courant qui leur est associé. Cette augmentation a été encore liée à la contribution de la surface dans les quantités d'ionisation, à l'accentuation du champ électrique due à la permittivité du matériau, le silicone, et plus significativement à l'accumulation de charges négatives, déposées sur la surface préalablement à l'amorçage de la propagation du streamer. Cependant il a été établi que malgré l'augmentation du taux d'ionisation, la tension minimale pour que le streamer traverse tout l'intervalle et le champ électrique nécessaire pour une propagation stable sont plus grands en présence de la surface diélectrique. Cette dernière observation est similaire à celle effectuée dans les travaux susmentionnés [38].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'une décharge électrique telle qu'une étincelle se propage quasi-instantanément à nos yeux du fait de la rapidité des phénomènes. En effet, la vitesse de propagation peut aller à des μs respectivement pour une étincelle de laboratoire. La décharge est accompagnée d'un claquement sec et violent.

Il ressort de l'analyse de la partie expérimentale, que les mécanismes appliqués dans le développement des décharges se propageant aux interfaces solide / gaz (décharges surfaciques) sont très complexes. Leurs caractéristiques (morphologie, longueur, vitesse,.....) dépendent de plusieurs paramètres. Il s'agit principalement des propriétés physiques et géométriques des électrodes utilisées et la nature du matériau diélectrique utilisé. La distribution du champ électrique et la présence de charges surfaciques jouent également un rôle important dans les phases de propagation et de génération de la décharge.

Nous avons constaté dans l'analyse aussi que l'augmentation de la tension engendre l'augmentation de la longueur de la de la décharge, la présence du solide donne une signature particulière a la décharge, on a fait aussi pour plusieurs essais sur un isolateur propre en plexi ; on a réussi à avoir un contournement au 9ieme essai.

La méthode de défragmentations des séquences vidéo nous a permet de voir que la décharge dans toutes ces phases de développements pour chaque géométrie en a utilisé.

Conclusion générale

Ce projet de Magister avait pour objet d'étudier l'influence de la forme des électrodes sur la décharge électrique et les mécanismes physiques impliqués dans le processus de développement d'une décharge électrique en présence de surface diélectrique. Il est venu s'inscrire dans la continuité des travaux précédemment qui avaient pour but d'améliorer les connaissances sur le contournement électrique des isolateurs. Les équipements qui ont été nécessaires pour mener à bien ce projet ont été d'une grande efficacité et ont déjà, pour la plupart servi et montré leur utilité dans de précédentes investigations. Nos travaux devaient cependant à travers de nouvelles mesures, explorer davantage les caractéristiques d'apparition et de propagation des streamers. On a utilisé une caméra numérique, cette camera nous a permis ainsi d'observer le développement des décharges, d'interpréter l'apparition et la propagation des streamers aussi, la tension de claquage. Les expériences effectuées sur les modèles en présence de surfaces de diélectrique, ont été parallèlement tenues dans le cas de l'air considéré ici comme cas de référence. Les résultats ont été analysés en tenant compte de la présence ou non de la surface de diélectrique dans l'intervalle. De ces investigations, ont découlé les conclusions suivantes:

• L'influence des charges surfaciques

Un phénomène contribuant à l'augmentation de la vitesse des streamers en présence de diélectrique comparativement au cas de l'air est la charge déposée sur la surface préalablement à l'amorçage de la propagation des streamers. Sa principale influence serait l'accentuation du champ tangentiel par la génération d'une permittivité apparente et la distorsion des lignes de champ dans le voisinage de la tête du streamer. Dans des études, l'analyse de la première couronne a permis de déduire l'influence de ces charges dans la propagation du streamer et conclu que cette charge déposée a tendance à augmenter le champ

électrique dans la direction de la cathode en le réduisant dans la direction vers l'anode. Ce phénomène fait qu'en présence de surface diélectrique, la probabilité d'amorcer un second streamer sera plus élevée dans l'espace qui la sépare de la cathode. Ainsi on observe souvent le démarrage de la propagation vers le milieu de la surface, loin du voisinage de l'électrode HT, dans les interfaces diélectrique/électrodes métalliques crée une accumulation de charge positive dans la zone de la cathode. Cette charge positive pourrait expliquer le fait qu'on observe souvent un streamer indépendant qui s'amorce dans la zone cathodique lorsque la tête du streamer principal s'en approche. Il est établi que la vitesse de propagation des streamers est entièrement liée au taux net d'ionisation devant leur tête, qui lui-même est dépendant du champ électrique local. Dans des études, deux principaux facteurs pouvant contribuer à son accentuation en présence d'une surface diélectrique. Il s'agit de la permittivité de diélectrique et de la présence de charges accumulées sur la surface. Les mécanismes d'accumulation de ces charges ont été théoriquement identifiés même si, à ce stade-ci, les quantifier formellement paraît techniquement très difficile voire impossible. Les charges surfaciques seraient produites que par les couronnes de streamers ou déposées par une décharge précédente.

- **Influence spécifique de la surface de diélectrique**

La présence de la surface de diélectrique a comme premier effet la distorsion du champ électrique. Cette distorsion est induite par la déformation des lignes de champ qui sont déformées et dirigées vers la surface, accentuant ainsi le champ tangentiel et le champ dans la zone de l'électrode HT. Plus la distorsion du champ est accentuée, plus le champ tangentiel à la surface sera intense. Dans ce contexte la contribution de la surface dans la génération d'électrons primaires et dans les ionisations collisionnelles sera renforcée. Par contre un plus grand facteur de forme traduit une distorsion des lignes de champ

moins grande. Ainsi la proportion des lignes de champ existant dans l'air augmente et avec, la probabilité d'amorçage d'un streamer dans l'air.

Recommandations

Plusieurs travaux viennent apporter leur contribution pour améliorer les connaissances sur les processus physiques fondamentaux du développement d'une décharge électrique sur une surface de diélectrique. Elles ont proposé une approche basée sur l'interprétation des différentes phases connues de la décharge dans l'air tout en tenant compte des propriétés spécifiques de diélectrique. Elles ont utilisé des techniques sophistiquées de détection des décharges visibles et ont évalué une large gamme de paramètres expérimentaux pouvant influencer les caractéristiques du développement de la décharge en présence de surface de diélectrique. Cependant, malgré les grandes avancées réalisées dans la compréhension du phénomène, plusieurs aspects restent encore à explorer avant la maîtrise de tous les mécanismes impliqués et leur synergie. A court terme, nous proposons ces quelques axes de recherche pour la continuité des travaux.

• Comparaisons avec les streamers négatifs, en AC et en DC

Dans les investigations sur les mécanismes physiques impliqués dans le développement des streamers en présence de surface de diélectrique, très peu ont été consacrées aux streamers négatifs ou DC et impulsionnelle. Des études devraient être menées aussi pour ces cas afin de comparer les résultats obtenus qu'on a trouvé en AC avec ceux des DC et impulsionnelle.

• Comparaisons avec plusieurs diélectriques

Dans les investigations sur les mécanismes physiques impliqués dans le développement des streamers en présence de surface de diélectrique (plexi). Des études devraient être menées aussi pour des cas comme (PVC, Silicone, Téflon,...) afin de comparer avec les résultats obtenus par le plexi.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C. Avril et M. Mafez : « Les isolateurs et leurs accessoires, deuxième partie, construction des lignes aériennes à haute tension. », édition EYROLLES, Paris, France, 1974.
- [2] M. Archambault : « Les isolateurs.», deuxième partie, chronique pour bien ce comprendre, Hydro presse, mi novembre 1979.
- [3] Les Renardières, "Analyse de la première impulsion d'effet couronne", Electra, No. 23, pp 105-120,1972.
- [4] CEI 815 : « Guide pour le choix des isolateurs sous pollution », 1986.
- [5] M. Aguet et M. Lanoz : « Isolant, isolation et système d'isolation, Traité d'électricité. ». Volume XXII, Haute Tension, presses polytechniques et universitaires romandes ; 1990.
- [6] « Toughened glass insulators ideal for contaminated area applications. », catalogue de SEDIVER.
- [7] J.P. Detrie et P. Jarrault : « La pollution atmosphérique. », Dunod, Paris, France, 1969.
- [8] K. Naito : « Insulator pollution. Part 1 : General aspect. » Séminaire des isolements des lignes et des postes HT, Casablanca, March, 1989.
- [9] P. J. Lambeth, H. Auxel et M. P. Verma : « Méthode de mesure de la sévérité de la pollution naturelle compte de son influence sur le comportement des isolateurs à HT », Electra, n° 20, 1972.
- [10] K. Taskasu, T. Shindo et N. Arai: « Natural contamination test of insulators with DC voltage energization at inland areas », IEEE Trans on P.D., Vol. 3, n°4, October 1988.
- [11] X. Lin and All: « Natural insulator contamination test results on various shed shapes in heavy industrial contamination areas», IEEE Trans on E.I, Vol. 27, n°3, June, 1992.

- [12] M. Farzaneh, «Ingénierie de la Haute Tension», note de cours 6MIG915, UQAC 1994.
- [13] F. Obenaus, «Contamination Flashover And Greepage Path Lenth», Deutsche Elektrotechnik, vol. 4, p. 135-136, 1958.
- [14] M. A. B. El-Koshairy et F. A. M. Rizk : « Comportement des isolateurs des lignes de transport à THT dans des conditions de pollution désertique», Cigré, 33-05, 1978.
- [15] D.C.Jolly: “Contamination flashover, part I: Theoretical aspects”; IEEE trans. Pas 91, p.p.2437-42,.Dec. 1972.
- [16] R. Wilkins, A.J.Albaghdadi: “Arc Propagation along an electrolyte surface “; Proc IEE-vol.118 n° 12- pp.1886-92 December 1971.
- [17] A.M.Rahal: “ Sur les mécanismes physiques du contournement des isolateurs haute tension “ ; thèse de doctorat Es Sciences, Université Paul Sabatier de Toulouse 1979.
- [18] S.Flazi : “ Etude du contournement électrique des isolateurs haute tension pollués, Critères d'élongation de la décharge et dynamique du phénomène “ ; thèse de Docteur d'Etat, Université Paul Sabatier de Toulouse 1987.
- [19] G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot and C. Dubanton, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Editions Eyrolles, Paris, 1984.
- [20] S. Vacquié, "L'arc Électrique", CNRS Éditions et Eyrolles, France, 2000.
- [21] L. B. Loeb, "Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms", University of California Press, United States, 1965
- [22] N. St. J. Braithwaite, "Introduction to gas discharges" Plasma Sources S Technol., 9, 2000, 517-527.
- [23] J. M. Meek and J. D. Graggs, Electrical Breakdown of Gases, Editions John Wiley and Sons, New York (USA), 1978.
- [24] E. M. van Veldhuizen, Electrical Discharges for Environmental Purposes: Fundamentals and Applications, Nova Science Publishers, New York, 1999.

- [25] L. B. Loeb, *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms*, University of California Press, United States, 1965.
- [26] Renardières Group, "Positive discharge in long air gaps", *Electra*, No. 53, pp. 31-153, 1977.
- [27] N. L. Allen and B. H. Tan, "Initiation of positive corona on insulator surface". *Proc. of the 12th Int. Symp. on HV Eng., Bangalore (India) Vol. 3*, pp. 5-8, 2001.
- [28] I. Al-Bawy and O. Farish, "Insulator flashover in SF₆ under impulse voltage conditions", *IEE Proc.-A*. Vol. 138, pp. 89-97, 1991.
- [29] T. S. Sudarsham and R. Dougal, "Mechanisms of surface flashover along solid dielectrics in compressed gases", *Review, IEEE Trans. Electr. Insul.*, No. 21, pp. 727-746, 1986.
- [30] N. L. Allen and P. N. Mikropulos, "Streamer propagation along insulating surfaces in air", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 6, No. 3, pp. 357-362, 1999
- [31] M. Akyiiz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski and A. Larsson, "Positive streamer discharge along insulating surface", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 8, No. 6, pp. 902-910, 2001.
- [32] I. Ndiaye, "Étude de l'apparition et de la propagation de décharges couronnes à la surface de la glace", mémoire présenté à l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle à l'obtention de la Maîtrise en ingénierie, Mars 2003.
- [33] H. F. A. Verhaart and A. J. L. Verhage, "Insulator flashover in SF₆ gas", *KemaScientific and Technologic Reports*, Vol. 6, No. 9, pp. 179-228, 1988.
- [34] T. Jing, "Surface charge accumulation: an inevitable phenomenon in DC GIS", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 2, No. 5, pp. 771-778, 1995.

- [35] R. A. Fouracre, F. A. Twema, S. J. MacGregor and M. J. Given, "The influence of charge on surface flashover", 11th Int. Symp. on HV Eng., Conf. Publ. No. 467, Vol.3, pp. 329-332, 1999.
- [36] I. N'Diaye, "Approche physique du développement de streamers positifs sur une surface de glace", Thèse de doctorat, Université du Québec à Chicoutimi, octobre 2007.
- [37] A. S. Pilla and R. Hackam, "Modification of electric field at the solid insulator vacuum interface arising from surface charges on the solid insulator", J. Appl. Phys., Vol. 54, p. 1302-1313, 1972.
- [38] N. L. Allen and D. C. Faircloth, "Corona propagation and charge deposition on a PTFE surface", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 10, No. 2, pp. 295-304, 2003.
- [39] C. Laurent, "Diélectriques solides et charges d'espace", Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électricité D2305, Vol. D2II, p. 1-13, 1999.
- [40] I. Gallimberti, I. Marchesi and L. Niemeyer, "Streamer corona at an insulating surface", Proc. of 7th Int. Symp. on High Voltage Engineering., Dresden, Germany, p. 1-4, 1991.
- [41] S. Brettschneider, "Contribution à l'étude de l'apparition et du développement des décharges visibles à la surface de la glace", Thèse présentée à l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle du doctorat en ingénierie, octobre 2000.
- [42] M. Farzaneh, I. Fofana, I. Ndiaye and K. D. Srivastava, "Experimental studies of ice surface discharge inception and development". Int. J. Power Energy Syst, Vol. 26, No. 1, pp. 34-41, 2006.
- [43] M. Farzaneh and I. Fofana, "Experimental study and analysis of corona discharge parameters on an ice surface", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 37, pp. 721-729, 2004.

- [44] N. L. Allen and A. A. R. Hashem, "The role of negative ions in the propagation of discharges across insulating surfaces", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 35, pp. 2551-2557, 2002.
- [45] C. X. Wang, A. Wilson and M. W. Watte, "Surface charge flashover sustained by electrostatic surface charge on epoxy resin insulator in SF₆", *IEE Proa, A Sci. meas. techno!*, Vol. 140, No. 5, pp. 346-350, 1993.
- [46] O. Farish and I. Al Bawy, "Effect of surface charge on impulse flashover of insulators in SF₆", *IEEE Trans. Elec. Insul*, Vol. 26, pp. 443-452, 1991.
- [47] S. M. Korobeynikov, A. V. Melekhova, G. G. Furin, V. P. Charalambakos and D. P. Agoris, "Mechanism of surface charge creation due to image forces", *J. Phys. D:Appl. Phys.*, Vol. 35, pp. 1193-1196, 2002.
- [48] C. W. Mangelsdorf and C. M. Cooke, "Bulk charging of epoxy insulation under DC stress", *Proc. of IEEE Int. Symp. Electr. Insul.*, Boston (USA), pp. 146-149, 1980.
- [49] K. D. Srivastava and J. Zhou, "Surface charging and flashover of spacers in SF₆ under impulse voltages", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*, Vol. 26, No. 3, pp. 428- 442, 1991.
- [50] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Shibuya and T. Nitta, "Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF₆ gas", in *Gaseous Dielectrics III*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 365-373, 1982.
- [51] H. Fujinami, T. Takuma, M. Yashima, T. Kawamoto, "Mechanism and effect of DC charge accumulation on SF₆ gas insulated spacers", *IEEE Trans. Electr. Insul*, Vol. 22, pp. 333-340, 1987.
- [52] S. Sato, W. S. Zaengl and A. Knecht, "A numerical analysis of accumulated surface charge on DC epoxy resin spacer", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 22, pp. 333- 340, 1987.
- [53] M. Yashima, H. Fujinami and T. Takuma, "Measurement of accumulated charge on dielectric surface with an electrostatic probe", in *Gaseous Dielectrics V*, Ed. Pergamon, New York (USA), pp. 242-248, 1986.

- [54] T. Jing, P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger, "Mechanisms of surface charge accumulation in SF₆", *Archiv fur Elektrotech.*, Vol. 77, pp. 151-155, 1994.
- [55] T. Jing, P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger, "Surface charge accumulation and decay on a spacer stressed with DC voltages at atmospheric conditions", *Archiv fur Elektrotech.*, Vol. 74, pp. 315-319, 1991.
- [56] J. J. O'Dwyer, *The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics*, Clarendon Press, Oxford (England), 1973
- [57] L. A. Dissado and J. C. Fothergill, *Electrical degradation and breakdown in polymers*, (Peter Peregrinus) IEE Publishers, 1992.
- [58] H. A. Haus and J. R. Melcher, *Electromagnetic field and energy*, Prentice-hall. Inc., New York (USA), 1989.
- [59] T. Jing and P. H. F. Morshuis, "Evaluation of Field-steering Techniques in GIS with Respect to Surface Charge Accumulation", *Proc. of 4 Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, Sestri Levante (Italy), pp. 102-106, 1992.
- [60] R. Badent, "Hochspannungstechnik I+II", *Courses Notes*, 1995/96.
- [61] X. Jun and I. D. Chalmers, "The influence of surface charge upon flashover of particle-contaminated insulators in SF₆ under impulse-voltage conditions", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 30, pp. 1055-1063, 1997.
- [62] A. Knecht, "Development of surface charge accumulation on epoxy resin spacers stressed with direct applied voltage", *Gaseous Dielectrics III*, Edition Pergamon, New York, USA, p. 356-364, 1982.
- [63] M. I. Dyakonov and V. Y. Kachorovskii, *Sov. Phys. JETP*, Vol. 67, p. 1049, 1988.
- [64] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Arahata and Y. Shibuya, "Surface charge on epoxy spacers at DC stress in compressed SF₆ gas", *IEEE Trans. PAS.*, Vol. 102, p. 3919- 926, 1983.

- [65] J. Lykema, "Surface Conduction", J. Phys., Condensed Matter, Vol. 13, p. 5027- 5034, 2001.
- [66] I. Gallimberti, "The mechanism of long spark formation", J. Phys., C7, Vol. 40, pp. 193-250, 1979.
- [67] R. S. Sigmond and M. Goldman, "Coronas discharge physiques and applications: electrical breakdown and gas discharge", in Electrical breakdown and discharges in gases. Part B. edited by E. E. Kunhardt and L. H. Luessen, Plenum press, New York (USA), pp. 1-65,1981.
- [68] A. M. Pointu, "Décharge électrique", Techniques de l'Ingénieur, Vol, D2II Electrotechnique Matériaux D322, pp. 1-21,1986.
- [69] I. GalMmberti, J. K. Hepworth and R. C. Klewe, "Spectroscopic investigation of impulse corona discharges", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 7, pp. 881-898,1974.
- [70] B. Hutzler and M. Kleimaier, "Un éventuel mécanisme de propagation de la décharge négative", Electra, No. 74, pp. 117-124,1981.
- [71] E. Nasser, Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics, Ed. Wiley Interscience, New York, 1971.
- [72] R. S. Sigmond, "The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers", J.Appl. Phys., Vol. 56, No. 5, pp. 1355-1370,1984.
- [73] J. Dupuy and A. Gibert, "Relationship between a critical charge value and the streamer-to-spark transition", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 16, pp. 379-384,1983.
- [74] J. Dupuy and A. Gibert, "Comparison of point-to-plane discharges in air and SFg", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 15, pp. 655-664,1982.
- [75] E. Marode, "The mechanism of spark breakdown in at atmospheric pressure between a positive point and plane", J. Appl. Phys., Vol. 46, No. 5, pp. 2016-2020, 1975.

- [76] H. N. Garcia and B. Hutzler, "Electrical breakdown in long air gaps, the final jump", 3rd IEE Conf. on Gas Discharges, Londres (UK), pp. 206-210, 1974.
- [77] G. C. Lichtenberg, *Novi Comm. Soc. Reg. Sci. Gott.* 1777.
- [78] P. O. Pedersen, "Danske Vidensk Selkab," vol. Part I (1919), Part II (1922), Part III, (1929).
- [79] F. H. Merrill and A. v. Hippel, "The atomphysical interpretation of Lichtenberg figures and their application to the study of gasdischarge phenomena," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 10, p. 873, 1939.
- [80] Y. Kashiwagi and H. Itoh, "Synchronization of positive surface streamers triggered by vacuum ultraviolet in atmosphere," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 113–118, 2006.
- [81] A. T. Morris, "Heat developed" and powder", Lichtenberg figures and the ionization of dielectric surfaces produced by electrical impulses ", *British Journal of Applied Physics*, vol. 2, p. 98-109, 1951.
- [82] "Lichtenberg figures", 1777.
- [83] G. M. Sommerman, C. J. Bute and E. L. C. Larson, "impulse ionization in liquid dielectrics," *AIEE Trans.*, Vol. 73, p. 147-59, 1954.
- [84] P. Atten and A. Saker, "Streamer Propagation over a Liquid/Solid Interface", *IEEE Trans. on Electr. Insul.*, Vol. 28, p. 230-242, 1993.
- [85] A. Beroual and R. Tobazeon, "Prebreakdown phenomena in liquid and solid cyclohexane with pointplane electrodes subjected to voltage steps," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 22, p. 1568-1569, 1989.
- [86] H. Okubo, M. Ikeda, M. Honda, and S. Yanabu, Presented at International Conference on High Voltage Engineering, Athenes, 1983.
- [87] L. Niemeyer, L. Pietronero, and H. J. Wiesmann, "Fractal dimension of dielectric breakdown", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 33, p. 1033–6, 1984.