

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI, TIZI-OUZOU



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

## Mémoire de MAGISTER EN ELECTROTECHNIQUE

Option : Machines électriques

Présenté par

**DEBIT Makhoulf**

### Etude des phénomènes de préclaquage à l'interface d'une isolation mixte solide/gaz

Soutenu publiquement le 30 Septembre devant le jury composé de:

**Président :** Nacereddine BENAMROUCHE      Professeur,      Université Mouloud M, Tizi-  
Ouzou

**Rapporteur :** Mohand Amokrane HANDALA      Maître de Conférences A      Université Mouloud  
MAMMERI, Tizi-Ouzou

**Examineur :** Tahar OTMANE CHERIF      Maître de Conférences A      Université Mouloud  
MAMMERI, Tizi-Ouzou

**Examinatrice :** Ferroudja MEGHERBI-BITAM      Maître de Conférences A      Université Mouloud  
MAMMERI, Tizi-Ouzou

**Examineur**      Mustapha MOUDOUD      Maître de Conférences B      Université Mouloud  
MAMMERI, Tizi-Ouzou

**Année universitaire 2011 / 2012**

## **Remerciements**

*Mes remerciements vont tout premièrement à dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience, qu'il m'a donné durant toutes ces années d'études.*

*Je remercie mes parents, toute ma famille, pour leur affection inégalable et leur soutien et leur soutien. Sans leurs encouragements, je n'aurai pu mener à bien ce travail.*

*Ce travail a été effectué au niveau de notre laboratoire haute tension, faculté de génie électrique et informatique.*

*Ainsi je dois remercier infiniment mon directeur de mémoire Maître de Conférences A. Mr. Mohand Amokrane HANDALA, pour les précieux conseils, son soutien son optimisme à tout crin. Mes remerciements sont lui surtout adressés pour son suivi continué tout le long de la réalisation de ce mémoire avec la compétence que chacun de nous lui reconnaît.*

*Mes sincères remerciements s'adressent à Monsieur le président de jury : le Pr.Mr. Nacereddine BENAMROUCHE de m'avoir fait l'honneur de président de jury.*

*Je tiens également à remercier, le M.A Tahar OTMANE CHERIF, M.A. Mme. Ferroudja MEGHERBI-BITAM et M.A. Mr. Mustapha MOUDOUD qui ont accepté de juger ce travail, ainsi que de leur honorable présence.*

*Mes remerciements vont aussi à mes amis, aux membres du laboratoire haute tension.*

Résumé :

Les systèmes d'isolation hybride solide/gaz sont présents dans de nombreuses applications haute et moyennes et tension. Lors de leurs exploitations ces structures isolantes sont exposés à différentes contraintes à savoir ; contrainte électrique, mécanique, environnementale, chimique et thermique.

Cette présente étude a pour objectif d'une caractérisation électrique des impulsions du courant de décharge afin de dimensionner, concevoir et optimiser les appareillages haute tension. Par conséquent, la connaissance de mécanismes impliqués dans la génération et la propagation des décharges électriques est une démarche importante pour une bonne optimisation de ces appareillages, d'où la nécessité d'une meilleure compréhension de phénomènes qui peuvent se produire sur chacun des constituants de la structure mixte solide et gaz. Voir l'influence des certains facteurs sur la rigidité diélectrique des interfaces solide/gaz est également traité dans cette présente étude. En outre, la caractérisation des impulsions du courant de décharge se fait généralement par l'étude de ses amplitudes maximales dans le cas des deux polarités, leur forme et leurs temps de montée et descente.

Malgré les données et outils de simulation importants, des validations expérimentales sont nécessaires avant chaque finalisation d'un matériau isolant quelconque (dans cette présente étude la matériau est le poly méthacrylate du méthyle « PMMA »). Dans la première partie de nos expériences on a traité l'influence de la tension appliquée sur les amplitudes maximales du courant de décharge dont laquelle on a constaté que la polarité positive est la plus contraignante car les amplitudes maximales des impulsions positives sont plus importantes par rapport à celles de la polarité négative. Plus qu'on augmente l'espace inter électrode plus que les amplitudes du courant de décharge seront moins importantes c'est-à-dire les amplitudes maximales du courant de décharge dans le cas des deux polarités augmentent avec la diminution de la capacité inter électrode. L'influence du vieillissement est également traitée dans nos manipulations dont laquelle on a remarqué que les amplitudes maximales des impulsions du courant de décharge augmentent avec le temps du vieillissement jusque approximativement 8 heures du vieillissement ou on a constaté des chutes remarquables dans leurs amplitudes maximales. L'accroissement des amplitudes maximales avant 8 heures du vieillissement est dû aux phénomènes d'ionisation favorisant le régime de décharge. Par contre leur diminution le facteur soupçonné est le dépôt d'humidité dû au vieillissement intensif des surfaces diélectriques PMMA, cette dernière défavorise le régime de décharge à cause des phénomènes d'attachement.

Une modélisation approchée des phénomènes de préclaquage à l'interface d'une isolation mixte solide/gaz a été proposés sur base des lois de conservation des particules produite par la décharge notamment ; électrons, ions et particules neutres.

Mots clés : Streamers, décharges surfaciques, *PMMA*, courant de décharge.

# INTRODUCTION GENERALE

### Introduction

Avec l'avènement des mini, micro et nanotechnologies dans l'ère du « tout électrique », le domaine de génie électrique demeure l'un des principaux domaines scientifiques qui réclame actuellement de plus en plus d'investigation. En effet, la majorité des technologies, actuelles et futures, utilisées dans nos sociétés est dépendante de l'énergie électrique. On conçoit alors que la fiabilité des systèmes électriques, quelques soient les contraintes auxquelles ils sont soumis, fasse l'objet de nombreux travaux de recherche.

Ainsi que le progrès technologique caractérisant le 20<sup>ème</sup> siècle a demandé l'augmentation de la puissance électrique fournie (la première ligne HT tension supérieure a 100kV a été réalisée en 1912, en Allemagne et en 1985, au Japon, une ligne de 1200kV a été construite) [1]. Cela a influencé l'évolution de l'appareillage à haute tension et a nécessiter la construction d'appareillage qui peut gérer des tensions et des courants de plus en plus élevés. En parallèle, la concurrence a poussé les constructeurs à réaliser des appareils de plus en plus économiques et le développement des moyens de calcul a permis de mieux optimiser les dimensions et la géométrie des appareils.

Les équipements haute et moyenne tensions comportent le plus souvent des structures mixtes, combinant au moins deux phases : solide/liquide ou solide/gaz. Ce type d'isolations est présent dans des appareillages comme les transformateurs et condensateurs de puissance, les disjoncteurs et les câbles ainsi que dans les lignes aériennes (isolateurs de support et de traversée). Dans certaines applications comme les disjoncteurs par exemple, les isolants solides sont utilisées à la fois comme enveloppes et comme isolant ; dans le cas des transformateurs de puissance, en plus de l'isolation des bobinages et des traversées, les solides servent comme panneaux (rôle mécanique) et comme barrière isolante en particulier dans les transformateurs cuirassés. Quant aux fluides, ils jouent également deux rôles : isolant et caloporteur.

En effet, les structures isolantes solide/gaz sont présentes dans de nombreuses applications haute et moyenne tensions. Durant leur exploitation, les équipements électriques et donc les structures isolantes mixtes qui y sont intégrées, sont exposés à différents types de contraintes : mécanique, thermique, électrique, chimique et environnementales. Dans cette étude, nous nous intéressons plus particulièrement aux contraintes électriques c'est-à-dire décharges électriques. La propagation des décharges sur l'interface solide/gaz ou dans le volume du solide peut conduire à la perte des performances de la structure isolante voire à sa destruction (suite à un contournement ou à un claquage respectivement) et donc à la mise hors service du système.

Par conséquent, La compréhension des mécanismes impliqués dans la génération et la propagation de ces décharges ainsi que leur caractérisation sont fondamentales pour la conception, le dimensionnement et l'optimisation des appareillages, d'où la nécessité d'une meilleure compréhension des phénomènes se produisant dans chacun des constituants (solide et gaz).

L'utilisation de telles structures permet d'améliorer la tenue diélectrique des systèmes. Par contre ; plusieurs facteurs peuvent affecter leur rigidité à savoir la nature de la tension appliquée, les caractéristiques de l'isolant solide, la géométrie des électrodes et les conditions atmosphériques dont l'étude de l'influence de celles-ci est d'une ultime importance, voir l'évolution des régimes de la décharge et la dégradation progressive des surfaces diélectriques.

L'apparition d'une décharge électrique est bien connue comme étant un phénomène tout à fait aléatoire. De plus, des processus physiques, non visibles au moyen d'un dispositif optique, pourraient s'initier sur la surface diélectrique préalablement à l'apparition des couronnes de streamers et à leur propagation [2,3]. Comme le courant de pré-décharge naît avec la génération de streamers et de couronnes, sa détermination pourrait offrir plus d'information pouvant améliorer les interprétations sur l'influence d'une surface isolante sur les caractéristiques de la décharge.

Dans cette démarche, nous nous intéressons à la caractérisation électrique des décharges surfaciques dites glissantes se propageant aux interfaces solide(PMMA)/air, particulièrement la mesure et l'analyse des courants associés aux décharges positives et négatives générées sous une forme de tension alternative 50 Hz, dans une configuration d'électrodes sphère-plan.

Les travaux sur les décharges se propageant aux interfaces solide/gaz sont peu nombreux en comparaison avec ceux consacrés à l'étude des phénomènes de pré-claquage et de claquage dans les solides seuls ou les gaz seuls. Il existe très peu de résultats sur l'influence de la polarité de la tension, de la distance inter-électrode et du facteur vieillissement sur l'évolution des impulsions du courant de décharge. Ainsi, une description mathématique des phénomènes de pré-claquage en basant sur les lois de conservation des espèces produites par la décharge a été proposée.

Le présent manuscrit comporte cinq chapitres. Dans le premier chapitre nous décrivons dans un premier temps les phénomènes de décharge dans les gaz puis les principaux mécanismes des décharges surfaciques.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de l'influence de divers paramètres sur l'endurance diélectrique des structures hybrides solide/gaz, à savoir la tension appliquée, les caractéristiques du solide isolant et les conditions environnementales, et cela par appui sur plusieurs travaux de recherche pour cette investigation. Les mécanismes de rupture diélectrique des isolants solides ont été également divulgués.

Dans le troisième chapitre, nous présentons quelques concepts concernant l'analyse et caractérisation des impulsions de courant de pré-décharge. L'influence de quelques paramètres sur le comportement de ces impulsions est également évoquée.

Au chapitre quatre, nous avons présenté le dispositif expérimental et une description de différentes manipulations effectuées au niveau de notre laboratoire haute tension qui permettent la caractérisation des impulsions de courant ainsi qu'à leur enregistrement électrique. La préparation de l'échantillon utilisé et ses propriétés ont été également présentées. Ainsi que la présentation des différents résultats expérimentaux obtenus dans la mesure et quelques analyses et interprétations. Nous nous intéresserons particulièrement à l'influence de la tension appliquée, l'insertion d'une couche d'air entre l'espace inter-électrode (sphère/PMMA/plan) et le facteur vieillissement sur l'évolution des amplitudes maximales des impulsions du courant associé à la décharge. Une analyse à l'aide des techniques MEB et FTIR permettant de suivre la dégradation superficielle du PMMA soumis au vieillissement a été faite.

Au dernier chapitre un modèle mathématique décrivant les phénomènes de pré-claquage a été également proposé.

# CHAPITRE I

## Phénomènes de préclaquage dans les interfaces solides/gaz

### I. Introduction

On pourrait croire que les phénomènes d'amorçage à l'interface d'une isolation mixte solide/Gaz sont connus depuis longtemps, car certains mécanismes élémentaires tels que l'ionisation par collision, photo ionisation, mobilité ionique,... sont maintenant assez bien compris. Mais en réalité, dans une décharge disruptive, tous ces phénomènes élémentaires se combinent de façon extrêmement complexe ce qui a fait l'objet de nombreuses études.[3]

Le claquage d'un matériau (ou le contournement dans le cas des isolants solides) est précédé d'une phase de pré claquage est elle-même constituée de deux phases de génération et une phase de propagation.

Dans les gaz, la phase génération est celle durant laquelle des décharges couronnes prennent naissance au niveau de l'électrode acérée, si le champ dépasse un seuil critique, et évoluent en streamers dans le cas des faibles distances  $< 1$  cm on streamers-leader dans le cas des grandes distances (phase de propagation) [4]. Ces décharges sous formes arborescentes conduisent au claquage de l'intervalle d'isolation si la tension atteint une valeur critique dite tension de claquage ou tension disruptive.

Dans les solides, le claquage électrique est précédé de la génération et de la propagation de canaux plus au moins conducteurs épousant la forme d'arborescences. [4]

On distingue deux types d'arborescences : les arborescences électriques résultant de l'action des décharges partielles et les arborescences chimiques (ou arborescences d'eau) dont la génération est favorisée par l'humidité et la présence d'électrolytes.

Dans les isolations mixtes solide/Gaz, la rupture électrique peut intervenir suite à un claquage ou au contournement de ce dernier. Le contournement est précédé de la génération et de la propagation des décharges surfaciques ou glissantes qui se propagent à l'interface solide/Gaz.

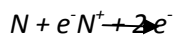
Dans ce chapitre, nous expliquerons les mécanismes d'initiation d'une décharge électrique dans l'air. Nous présenterons sommairement les différentes théories à partir des électrons germes jusqu' à la décharge complète.

### I-2 Phénomènes d'initiation de la décharge

Il existe toujours dans l'air un certain nombre d'électrons libres, créés par rayonnements cosmiques ou dus à l'ionisation naturelle par les substances radioactives dans la terre. Un photon suffisamment énergétique, généralement libéré par un atome métastable retrouvant son état d'équilibre peut également ioniser des molécules d'air et créer un électron germe :



Lorsque ces électrons sont soumis à un champ électrique élevé, ils sont accélérés, et si le champ est assez intense, l'énergie qu'ils acquièrent devient suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'ils heurtent. L'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air constitué de 20% d'oxygène (O<sub>2</sub>) et 80% d'azote (N<sub>2</sub>), est d'environ 12,5 eV pour l'oxygène et 17,7 eV pour l'azote.[5]



Il se crée alors de nouveaux électrons libres, lesquels soumis au même champ vont également ioniser des molécules et ainsi de suite le processus prend une allure d'avalanche électronique dite de Townsend. Pour qu'une telle avalanche puisse se maintenir, il faut qu'elle atteigne une taille critique, et que le champ ait une valeur suffisante.[4]

### I-3 : Phénomènes d'ionisation d'attachement et de recombinaison

Les principaux mécanismes régissant la génération des porteurs de charges dans les gaz sont l'ionisation qui tend à augmenter leur densité et l'attachement et la recombinaison qui tend à la réduire.

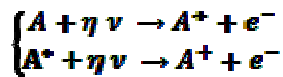
- **Ionisation**

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques. En effet, ils ne contiennent que des molécules neutres. Cependant, lors qu'il leur est appliqué un champ électrique assez fort, ils deviennent conducteurs. Il se produit des décharges électriques, avec apparition d'électrons et d'ions libres. L'ionisation d'un atome peut se produire selon plusieurs processus [5, 6]:

- Collision Inélastique où l'énergie de la particule incidente (électron ou ion) est suffisante pour extraire un électron à l'atome.



- Photo ionisation à partir de l'U.V profond [7] :



$A^*$  : Etat excité de la molécule.

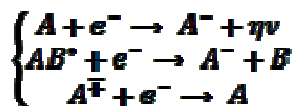
Pour parvenir à ioniser une molécule, le photon doit posséder une énergie  $\eta \nu$  supérieur à l'énergie d'ionisation de la molécule.

- Effet Penning par collision des métastables :



- Attachement d'électrons

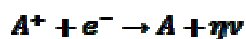
Le phénomène d'attachement se produit quand un électron rentre en collision avec un atome ou une molécule neutre du gaz pour former un ion négatif. L'attachement électronique est d'autant plus important que la molécule présente une plus grande affinité électronique. Le processus d'attachement des électrons peut se produire comme suit [5, 6]:



$B^*$  : atome excité par l'énergie libérée lors de l'attachement de l'électron avec l'atome A.

- Recombinaison

C'est la neutralisation d'un ion positif par capture d'un électron ou d'un ion négatif suivant le schéma ci-dessus :



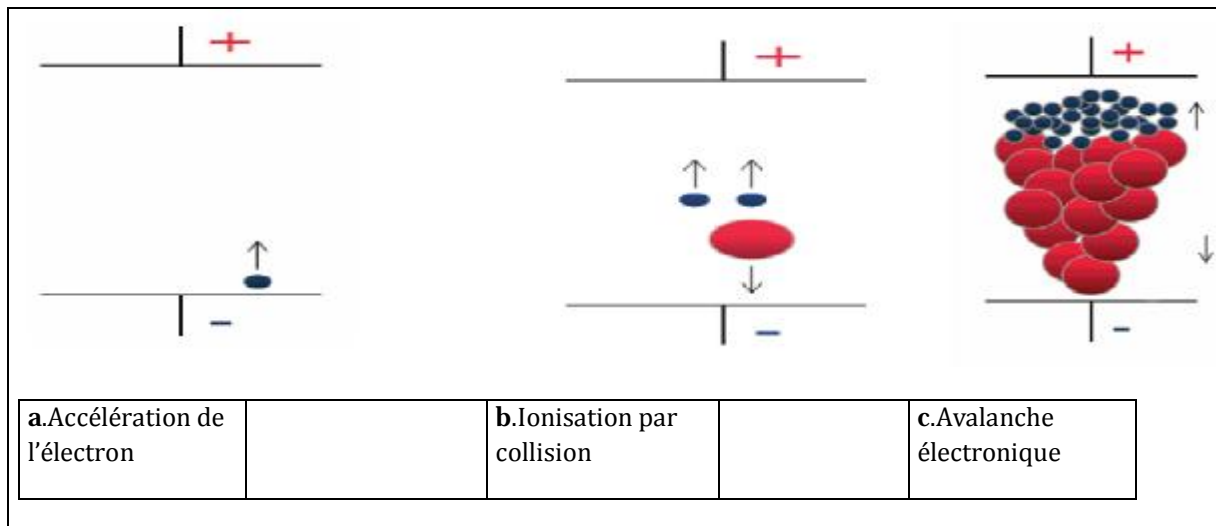
Dans le seul contexte des mécanismes d'initiation de la décharge, la recombinaison et l'attachement électronique peuvent jouer un rôle très important. Ils peuvent d'une part retarder l'initiation de la décharge car favorisant la formation d'état Intermédiaires et d'autre part l'inhiber tout simplement. 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 est fournie par un champ réduit égale à :  $E/P = 34 \text{ V.cm}^{-1}.\text{tour}^{-1}$ , soit  $26 \text{ KV.cm}^{-1}$  à la pression atmosphérique ....[8]

**I-4 : Avalanche électronique**

Pour initier une avalanche de taille critique (streamer), un électron primaire doit être bien situé, c'est-à-dire dans une zone appelée « volume critique ». Le volume critique est le volume du gaz autour de l'électrode haute tension dans lequel des avalanches peuvent se développer pour atteindre la taille critique des streamers [8, 9].

Bien que le mécanisme d'avalanche soit une décharge non autonome qui ne draine pas assez du courant, il est intéressant de l'étudier car il constitue toujours le mécanisme précurseur de la perte de rigidité diélectrique d'un gaz.

L'initiation d'une avalanche électronique sous un champ électrique appliqué est tel qu'un ou plusieurs électrons puissent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules embrassées au cours de leur trajet vers l'anode. Lors de chaque collision ionisante, cet électron germe va libérer un nouvel électron qui pris dans le champ électrique sera à son tour capable d'ioniser les molécules du gaz.[9]



**Figure (I.1) : Processus d'avalanche électronique [12]**

Suivant le même processus de multiplication électronique, un électron peut donner naissance à une avalanche contenant  $N_e$  électrons. Dans le cas général, le champ électrique varie le long de la ligne du champ suivie par l'avalanche,  $N_e$  s'exprime alors [10] :

$$N_e = \exp \int_0^l (\alpha - \eta) \cdot dl$$

$\alpha$  : étant le 1<sup>er</sup> coefficient de Townsend définissant le nombre moyen de paires d'ion-électron créés par un électron primaire sur une distance du parcours d'un centimètre, dans la direction du champ.

Le coefficient  $\eta$  représente le facteur d'attachement du gaz de remplissage.

Pour que la décharge passe à une décharge autonome (régime de Townsend), il faut qu'une succession d'avalanches puisse se produire en l'absence de tous agents ionisant. On observe alors un phénomène peu ou pas lumineux (décharge sombre de Townsend).

### I-4-1 : La décharge de Townsend

En champ uniforme et aux faibles  $p.d$ , le phénomène de la décharge est expliqué par la théorie de Townsend [10, 11, 12]. Dans la théorie de Townsend, les ions positifs de l'avalanche électronique vont vers la cathode (électrode négative). Si ces derniers ont une énergie suffisante, ils peuvent arracher des électrons par bombardement de la cathode qui vont renforcer l'avalanche. Lors que l'intensité du champ électrique est suffisante, ce phénomène devient important [11, 12]. L'avalanche s'auto entretient et le claquage se produit même si la tension n'est plus appliquée. L'accroissement d'une quantité  $dn$  d'un nombre initial  $n$  d'électrons libres qui devient d'une longueur  $dx$  dans un gaz à pression  $p$  sous l'effet d'un champ toujours uniforme  $E$ , est donné par le coefficient suivant :

$$\alpha = \frac{1}{\eta} \frac{dn}{dx}$$

Cette première phase d'ionisation est dite processus  $\alpha$ , où  $\alpha$  désigne le premier coefficient de Townsend, qu'est défini comme étant le nombre moyen de paires ions-électrons (ou le nombre moyen de chocs ionisants) qu'un électron effectue par unité de longueur dans la direction du champ électrique. Il dépend du champ électrique, de la pression et de la nature du gaz.  $\alpha$  croît avec  $E/p$  avec une influence de la nature du gaz. Au bout d'un certain parcours, les électrons ne sont plus énergétiques pour créer de nouvelles paires électrons-ions positifs. Il s'en suit la cessation de multiplication électronique ; d'où le développement de l'avalanche s'arrête.

Pour qu'une avalanche s'auto entretient et le claquage se produit, il faut que de nouveaux électrons-germes puissent rapidement apparaître. Il existe de nombreux processus pouvant conduire à la création de nouveaux germes. Citons les plus importants [12]:

- Au sien du gaz : au lieu d'être ionisés par collision avec un électron, les atomes peuvent être excites, puis se désexciter en émettant un photon. Le photon peut à son tour ioniser un autre atome par photon-ionisation.

- Au de la cathode : les ions positifs formés au cours des collisions ionisantes bombardent la cathode et peuvent en extraire des électrons.

C'est ce dernier processus qui a retenu l'attention de Townsend. Il introduit un deuxième coefficient note «  $\gamma$  » qui représente le nombre d'électrons arrachés à la cathode par un ion positif. Ce coefficient dépend de la nature du matériau constituant la cathode et du gaz.

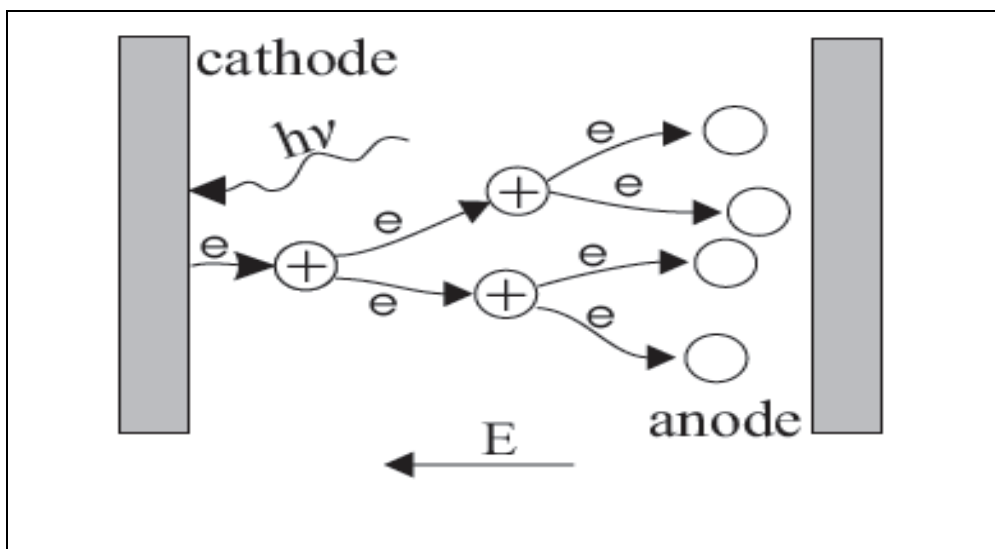


Figure. I.2 : Mécanisme de Townsend [5]

### I-4-1-1 : limite du critère de Townsend

Si  $I_0$  représente un courant initial dû aux électrons produits par l'agent ionisant extérieur le courant  $I$  d'une décharge qui s'établit entre électrodes distantes de  $d$  est exprimé par la relation classique suivante [5,20] :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

D'où :

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

Pour  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$  , le courant du système devient infini, ce qui signifie que le courant  $I_0$  n'est plus nécessaire à l'entretien de l'ionisation. La décharge est alors dite autonome.

$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$  exprime le critère de Townsend.

C'est la condition pour avoir une décharge auto entretenue (indépendante de  $I_0$ ).

Comme ce mécanisme est consommateur d'électrons, il est compétitif du mécanisme d'ionisation.

Pour prendre ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité d'attachement électronique  $\eta$  [13,14] :

$$I = I_0 e^{(\alpha - \eta)d}$$

Le critère d'auto-entretien de la décharge s'écrit donc :  $\gamma(e^{(\alpha - \eta)d} - 1) = 1$

Dans le cas où le champ est non uniforme, le critère de Townsend s'écrit :

$$\gamma \cdot \exp\left(\int_0^d [\alpha \cdot dx - 1]\right) = 1$$

Pour que la décharge soit autonome, il est nécessaire que les ions positifs, les photons et les métastables apparaissant dans l'espace inter-électrode produisent au moins un électron afin de remplacer tout électron qui quittera la zone d'ionisation. Pour Townsend, le passage à la décharge autonome est dû à l'effet  $\gamma$  (émission d'électrons secondaire par les ions positifs qui tombent sur la cathode).[5]

#### I-4-2 : la loi de Paschen

La tension d'alimentation minimale pour déclencher la décharge est appelée tension du claquage. Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension du claquage à la pression du gaz et de la distance interélectrode : la loi de Paschen. Cette loi est habituellement représentée par la courbe caractéristique  $U_c = f(p \cdot d)$ , où  $p$  est la pression et  $d$  la distance interélectrode, et dépend de la nature du gaz introduit.[14]

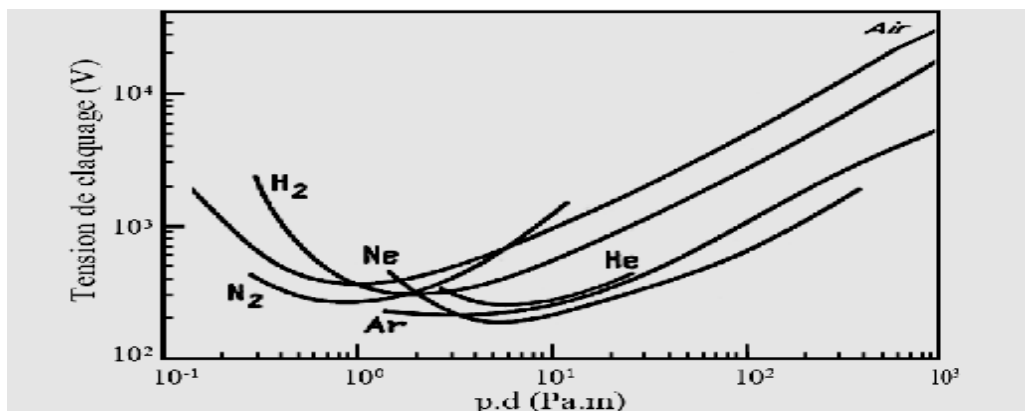


Figure (I.3) : Tension du claquage pour différents gaz en fonction de  $(p \cdot d)$  [13]

Nous pouvons constater que pour un gaz à pression atmosphérique ( $p = 1,013 \cdot 10^5 \text{ pa}$ ), les courbes passent un minimum pour une distance interélectrode d'environ  $10 \mu\text{m}$  ( $p \cdot d = 0,5 \text{ à } 5$  environ). Cela signifie que, pour la production des décharges à pression atmosphérique dans des conditions d'utilisation usuelles ( $d \geq 1 \text{ mm}$ ), la tension du claquage est une fonction croissante de la distance interélectrode [10, 13].

### I.4.3 : Théorie des streamers

Vers 1940, Craggs, Meek et Raether ont établi une théorie des streamers (ou théorie des décharges filamenteuses) complétées après par de nombreuses approches à caractères essentiellement expérimental [12,15].

Une avalanche initiée par un électron multiplie exponentiellement le nombre d'électrons en tête de cette d'avalanche. Ces électrons diffusent et la longueur de l'avalanche s'étend, entraînant une croissance du champ électrique induit par la charge d'espace. Pour une certaine valeur critique de cette longueur, le champ électrique induit devient comparable au champ électrique extérieurement appliqué. Dès lors, l'avalanche électronique se transforme en streamer [15].

Les mécanismes de base de cette théorie sont :

- ü La création d'une avalanche primaire du type Townsend par un électron germe
- ü Le renforcement du champ électrique local par la charge d'espace positive laissée par la 1<sup>ère</sup> avalanche ;
- ü La transition avalanche-streamer lorsque le champ de charge d'espace devient de l'ordre de grandeur du champ électrique appliqué.

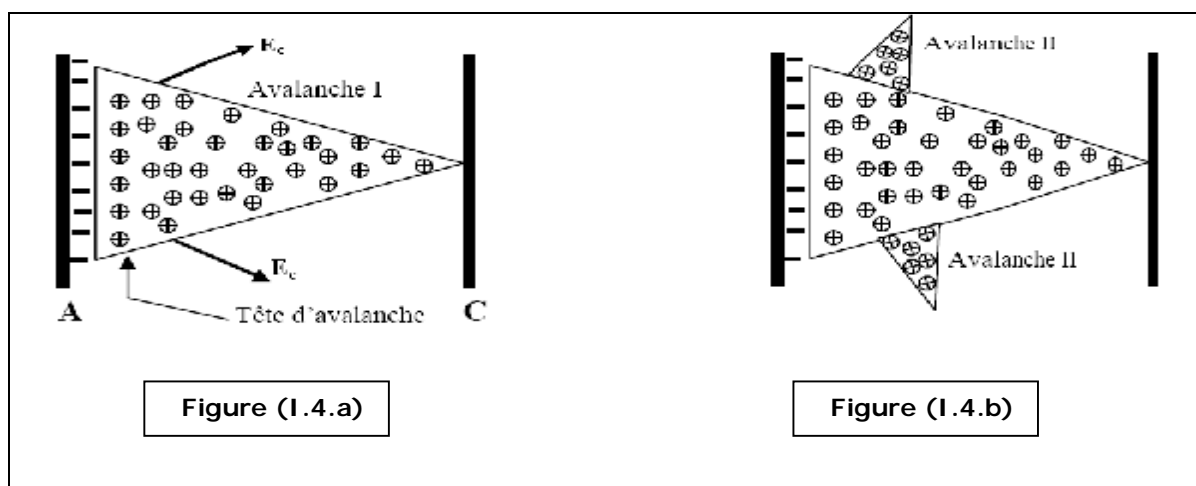
#### -Phase I

Un électron primaire se trouvant près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire. La vitesse des électrons étant 100 plus fois environ supérieur à celle des ions, l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière elle une charge d'espace positive (fig.I.4.a) [16].

Les électrons sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs forment dans le gaz une charge d'espace positive. Le champ  $E_c$  de cette charge maximale en tête d'avalanche (fig.I.4.a) [16].

### -Phase II

Des électrons secondaires sont créés par photo ionisation autour de la charge d'espace. Ces électrons provoquent en tête d'avalanche de petites avalanches secondaires (fig.I.4.b) [16]. Le champ de la charge d'espace renforce le champ entre la tête de l'avalanche et la cathode et crée également une composante radiale.



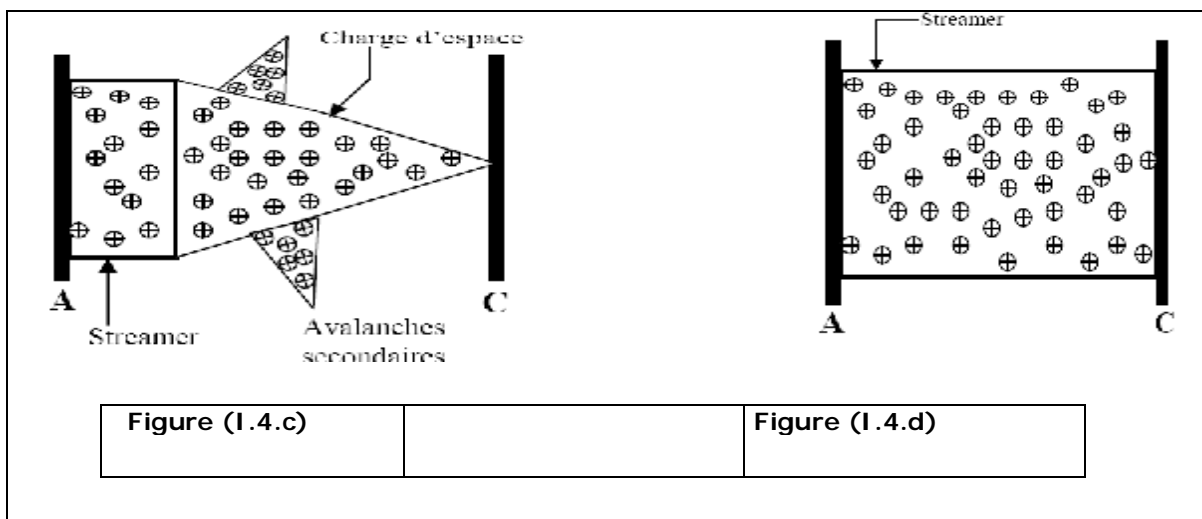
- Origine des électrons secondaires

La tête d'avalanche est le siège d'une importante activité (collisions entre électrons et ions positifs) qui est une source de photons qui sont absorbés par le gaz environnant. En particulier, les molécules d'azote excitées peuvent émettre des photons ayant une énergie supérieure à 13 e.v qui est suffisante pour ioniser les molécules d' $O_2$  dont l'énergie d'ionisation n'est que de 12,2e.v [11, 16].

### -Phase III

La charge d'espace augmente en volume et devient un <<streamer>>. De nouvelles avalanches secondaires viennent s'ajouter à l'avalanche primaire et le streamer progresse (fig.I.4.c) [16].

Quand il touche la cathode, à ce moment se produit le claquage. (fig.I.4.d) [16].



## I.4.4 : Types de streamers

### I.4.4.1 : Streamer positifs

Les streamers positifs ont été beaucoup plus étudiés dans les investigations scientifiques [8] que les streamers négatifs, des différences fondamentales peuvent être notées 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 comme le montre la figure suivante.

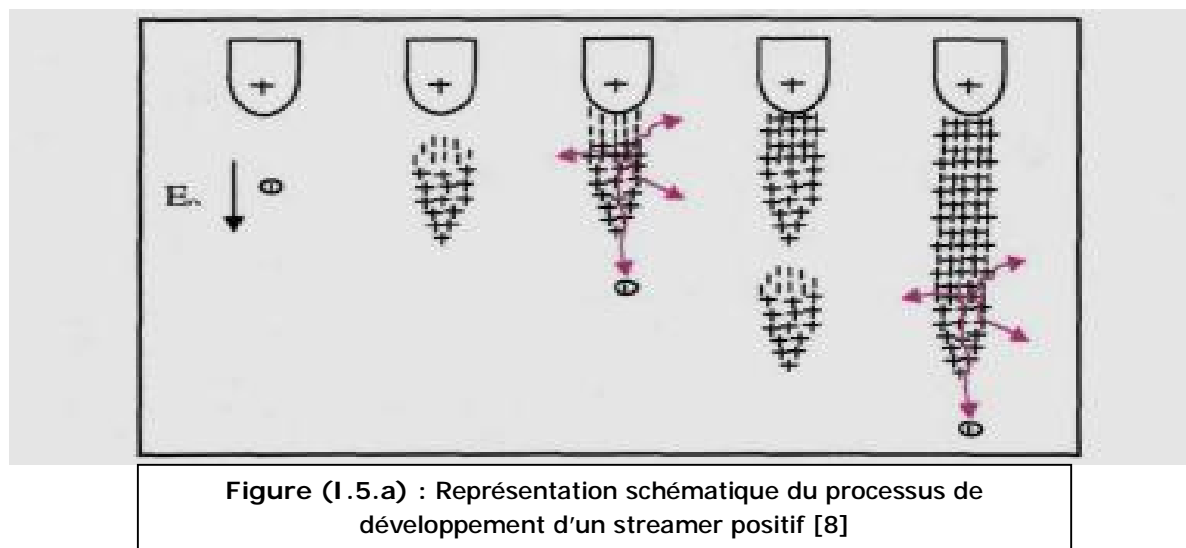


Figure (I.5.a) : Représentation schématique du processus de développement d'un streamer positif [8]

Le phénomène est plus complexe dans ce type de streamers car la zone du champ électrique intense n'est plus juxtaposée à la source des électrons. Les électrons qui sont au voisinage de la pointe produisent des avalanches, mais quand les électrons arrivent sur la pointe, ils ne produisent rien qui puisse entretenir le phénomène [8, 12].

La cathode ne joue pas le rôle de pourvoyeuse des électrons car cette cathode est située loin de la zone où le champ électrique est intense [8]. Si le champ est assez fort, les électrons germes produits sous l'action du rayonnement ultraviolet émis par une avalanche créent des nouvelles avalanches. Le champ est renforcé par l'avalanche, mais la formation d'une chaîne entre électrode est peu probable, le champ devenant trop faible au voisinage de la cathode [8, 12, 13].

### I.4.4.2 : Streamers négatifs

Un électron voisin de la cathode crée une avalanche. Les ions positifs sont attirés dans le sens du champ et se précipitent sur la pointe (fig.I.5.b).

Des électrons sont extraits de la cathode par choc, chaque électron ainsi libéré produit une nouvelle avalanche qui s'en dégage. Ces avalanches ont une extension limitée. D'une part, le champ décroît rapidement dès qu'on s'éloigne de la pointe vers l'anode. D'autre part, les avalanches qui se développent laissent derrière elles les ions positifs moins mobiles qui font écran entre les électrons et la pointe. Cette deuxième cause d'affaiblissement du champ vient renforcer la première [8].

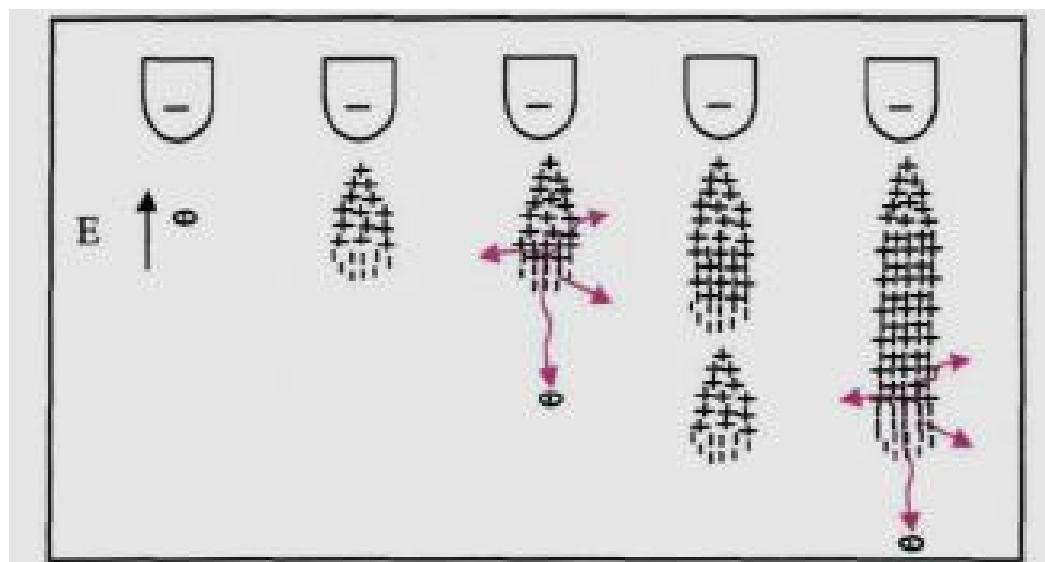


Figure (I.5.b) : Représentation schématique du développement d'un streamer négatif [8]

Un nuage d'ions positifs est formé par les avalanches d'électrons. Quand le nuage positif est développé de manière suffisante, les avalanches arrêtent de se produire parce que le champ est très affaibli au-delà. Les ions positifs sont attirés par la pointe, donc ils sont neutralisés par la pointe si bien que la zone positive dont nous avons vu la première disparaît. L'effet d'écran disparaît quand tous les ions positifs ont été captés par la pointe ; on a, à nouveau, le champ initial et le phénomène recommence.

Il a une allure cyclique la durée du cycle étant égale au temps mis par la couche positive pour être balayée par la pointe.

La distorsion du champ électrique appliqué dépend de la concentration de charge dans l'avalanche. D'après les observations de Raether, si le nombre d'électrons dans l'avalanche est supérieur à  $10^{16}$ , la longueur de l'avalanche augmente et la distorsion devient importante. Si le nombre d'électrons dans l'avalanche dépasse  $10^{18}$ , le champ dû à la charge d'espace devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué ( $E' \cong E_0$ ) [17]. (fig.I.6).

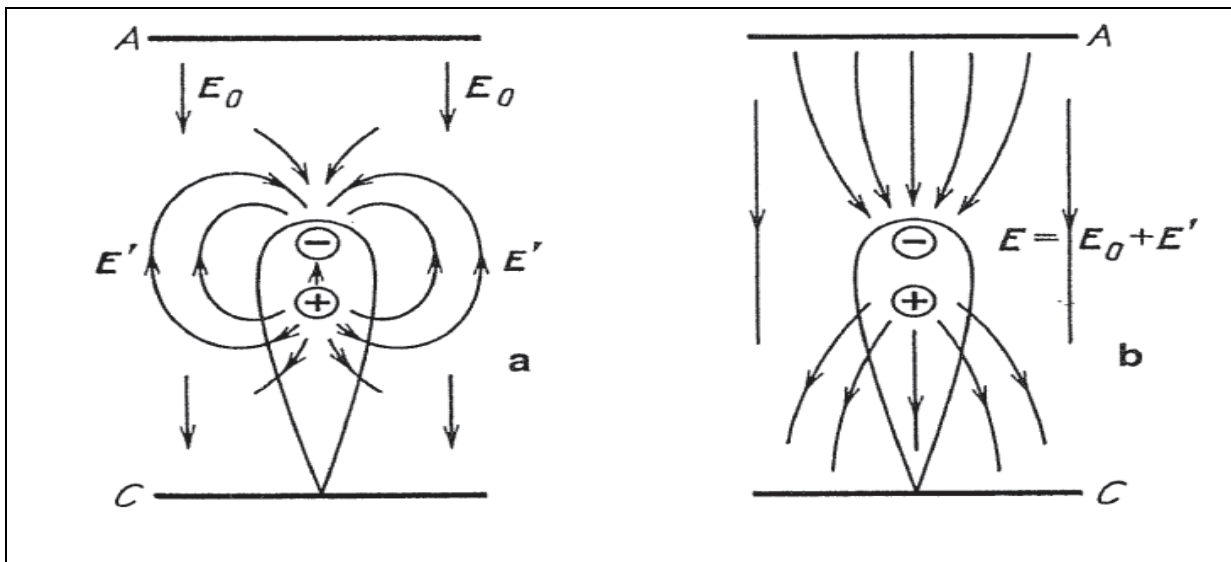


Figure (I.6) : a) Représentation du champ électrique  $\vec{E}'$  engendré par la charge d'espace

La théorie des streamers est basée sur l'estimation de la charge d'espace nécessaire à la création d'un champ électrique ( $E'$ ) suffisant pour transformer l'avalanche en streamer. L'initiation du streamer survient, généralement, quand la concentration des charges atteint la valeur critique telle que [17, 18] :

En champ uniforme :  $n_0 * \exp[\alpha * x_c] \cong 10^{18}$

Où  $\alpha * x_c \cong 18 \text{ à } 20$

Et  $x_c$  est la longueur parcourue par l'avalanche (fig.I.7).

En champ non uniforme :  $\int_0^{x_c} \alpha * dx \cong 18 \text{ à } 20$

Avec  $X_c < d$ , d étant la distance inter électrodes

Le streamer ainsi formé, évolue jusqu'à la formation d'un canal conducteur reliant les deux électrodes.

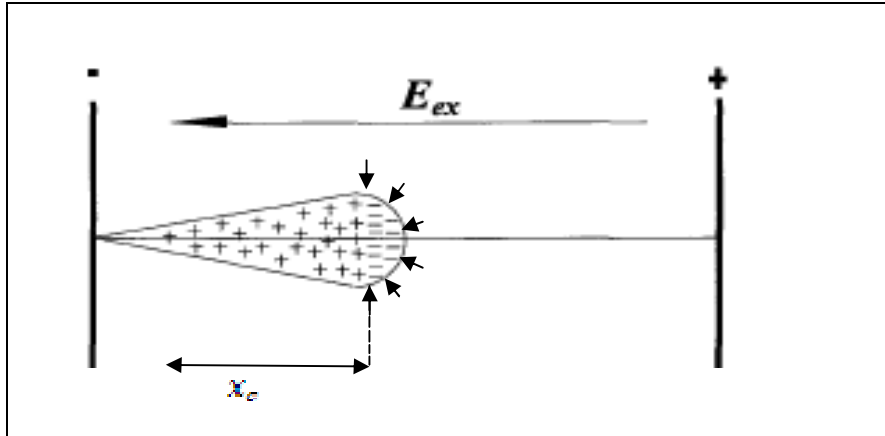


Figure (I.7) : Champ radial autour de la tête de l'avalanche [20].

#### I.4.4.3 : Critères d'établissement de la décharge streamer

##### I.4.4.3.a : Critère de Raether

Ce critère considère que la charge d'espace qui résulte une distorsion du champ électrique principal dépend du nombre de porteurs de charge dans l'avalanche, par un appui sur les équations précédentes, Raether a développé l'expression empirique suivante [20] :

$$\alpha * x_c = 17,7 + \ln x_c + \frac{\ln E'}{E_{ext}}$$

Où  $E_{ext}$  : est le champ appliqué.

$E'$  : est le champ dû à la charge d'espace.

Lorsque le champ  $E_r$  est du même ordre de grandeur que  $E_{ext}$ , le nombre de porteurs de charges atteint sa valeur critique et la distorsion du champ devient suffisante pour augmenter de façon déterminante l'ionisation et la vitesse de propagation. L'avalanche se transforme alors en streamer.

Le critère de Raether est donné par l'expression suivante [20] :

$$\alpha * x_c = 17,7 + \ln x_c$$

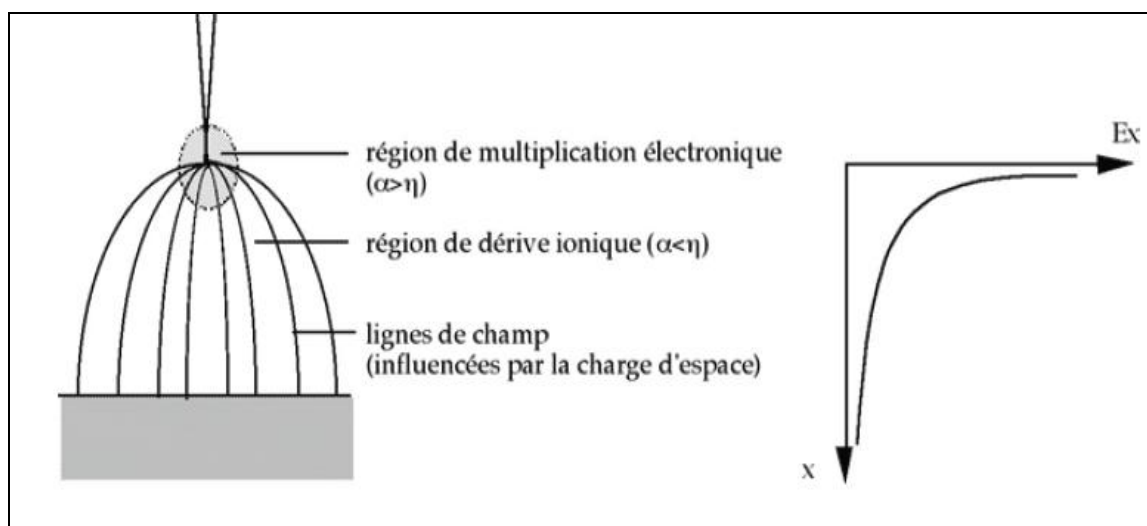
### I.4.4.3.b : Critère de Meek

Ce critère se repose sur la même hypothèse que le précédent. Meek suppose que l'avalanche n'évolue vers le streamer que si le champ dû à la charge d'espace est du même ordre de grandeur que le champ appliqué [20].

## I.5. Décharge couronne

### - Description de la décharge couronne

Le terme décharge couronne désigne une décharge électrique autonome dans laquelle les phénomènes d'ionisation primaire des atomes ou des molécules ont lieu essentiellement à proximité des électrodes, cela implique un champ électrique fortement inhomogène et suffisamment élevé près des électrodes du fait de leurs configurations géométriques (systèmes de type pointe-pointe ou pointe-plan) [21].



**Figure (I.8)** : Représentation schématique de la décharge couronne et du champ électrique sur l'axe de symétrie en fonction de la distance à la pointe [21].

La décharge couronne peut être considérée comme la superposition de deux régimes de décharge. Un régime diffus, correspondant à la décharge de Townsend, et un régime impulsionnel, correspondant à des décharges de type streamer ou dards [18, 19].

- **Le régime diffus**

Deux zones sont distinguées dans l'espace inter électrodes :

- Une région de multiplication électronique avoisinant l'électrode active.

La décharge de Townsend se développe principalement dans cette région de fort champ électrique où le coefficient d'ionisation primaire  $\alpha$  est supérieur au coefficient d'attachement électronique  $n$ . L'ionisation s'y produit par collisions.

- Une région de dérive ionique, où l'attachement électronique est supérieur à l'ionisation. On peut la considérer comme une région purement ionique, car il s'y produit peu de collisions ionisantes. La limite entre ces deux régions est fixée par la valeur du champ pour lequel on a  $\alpha = n$ , ce qui correspond au champ disruptif (par exemple,  $28 \text{ KV.cm}^{-1}$  pour l'air sec à  $1 \text{ atm}$ ) [21].

- **Le régime impulsionnel**

Suivant les conditions de décharge, on observe un certain nombre d'instabilité qui prennent naissance dans la zone d'ionisation. Elles se manifestent par des impulsions du courant qui se superposent au courant continu. Les principales instabilités pouvant survenir dans une décharge couronne sont décrites ci-dessous.

-Impulsions d'autostabilisation : Impulsions de fréquence de  $0,1 \text{ à } 1 \text{ MHz}$ , localisées dans la région d'ionisation et sans influence notable sur la décharge. Elles ont lieu au voisinage des tensions du seuil de la décharge, dans les deux polarités [19, 21].

-Impulsions de Trichel : En polarité négative uniquement, de fréquence de l'ordre de quelques  $\text{MHz}$ . Il s'agit d'interruption de la décharge due à des charges d'espace qui se forment à la pointe de l'électrode active. Les impulsions de Trichel sont comme les précédentes, localisées près de la pointe et ne perturbe pas la décharge [19, 21].

- **Streamers ou dards**

C'est le phénomène impulsionnel le plus important de décharge en polarité positive. Bien avant que la tension disruptive ne soit atteinte, on mesure les impulsions de fréquence d'ordre quelques  $\text{KHz}$  et d'amplitude supérieure aux précédentes. Elles correspondent à décharges filamenteuses qui créent des chemins ionisés dans l'espace inter électrodes à partir de la pointe. On désigne ce phénomène par le nom « effet couronne » [21].

### **I.6. Quelques applications sur les décharges couronnes**

Aujourd'hui les couronnes de streamers sont probablement du point de vue industriel, le plus important type de décharge dans le gaz, même si l'arc électrique reste encore le plus populaire. Les applications sur les couronnes de streamers sont particulièrement présentes dans les domaines de la physique des plasmas, de la physique de la décharge naturellement, de la physique nucléaire et aussi de l'électrostatique [14, 21].

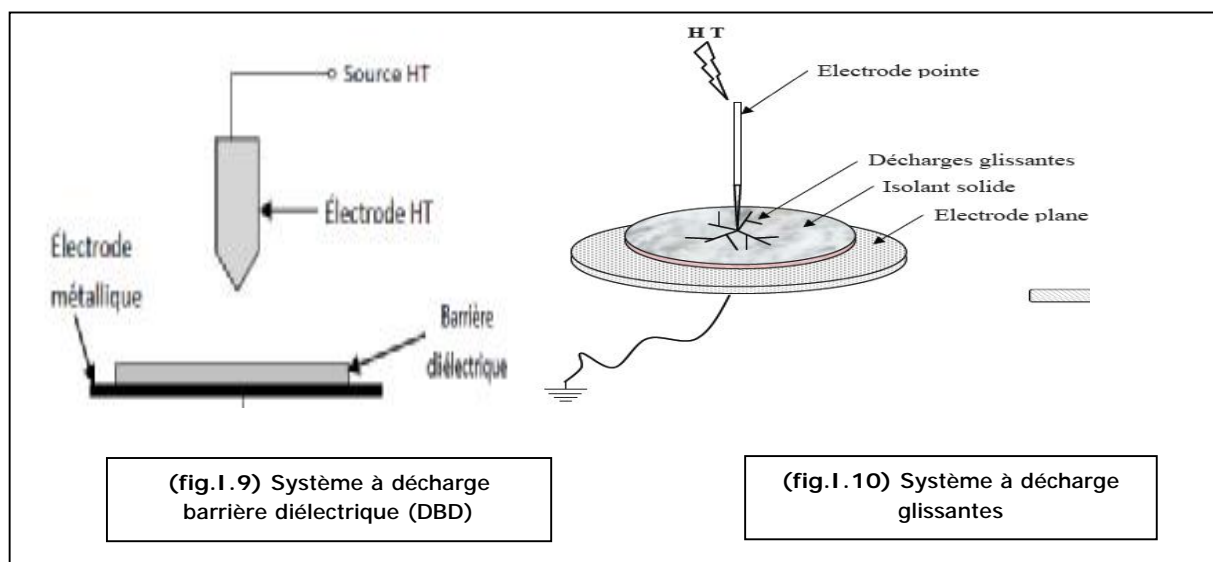
Le principe des ondes électromagnétiques émises par les couronnes de streamers dans leur propagation est aussi dans plusieurs applications de détection des défauts d'isolation des isolateurs, des transformateurs ou encore des condensateurs [14, 21].

D'autres applications sont aussi basées sur la lumière émise par les couronnes pour générer des sources ponctuelles d'impulsions lumineuses en UV [21].

### I.7. Décharges surfaciques

Elles se manifestent lorsqu'un champ tangentiel important existe à la surface de l'isolant. La décharge électrique surfacique désigne une décharge électrique qui se produit en présence d'un diélectrique solide placé dans un gaz ou un liquide isolant. Selon la disposition et la forme des électrodes, de l'isolant fluide (gaz ou liquide) et de l'isolant solide, on peut distinguer deux types de décharges se produisant à la surface d'un isolant solide :

-La décharge à barrière diélectrique (DBD), (fig.I.9) [4]. Où les isolants gazeux et solide sont généralement en série entre les deux électrodes et avant de se propager sur la surface du solide, la décharge se développe d'abord dans le volume gaz.



- La décharge glissante où les isolants solides sont en contact avec les électrodes ces surfaces isolantes sont exposées directement au régime de décharge.

Généralement, les conducteurs sont isolés (câbles, bobines statoriques,.....). De ce fait, la présence d'un isolant à la surface de l'électrode modifie le développement des décharges.

H.BERTEIN [22] s'est intéressée au seuil de la décharge gazeuse en présence d'une paroi isolante. En utilisant une configuration dite de condensateur coin (fig.I.11), elle obtient

alors un ensemble continu de condensateur à lames d'air parallèles d'épaisseur croissante, qui lui a permis de faire des observations suivantes :

La modification provoquée par l'introduction d'une paroi isolante dans un intervalle d'air limité par deux parois conductrices concerne non pas l'amorçage de la décharge mais son extinction. En effet elle a observé que si la décharge se produit entre deux parois conductrices, elle suit toujours une trajectoire unique et peut atteindre une énergie élevée, si l'une des parois est isolante, cette décharge est fragmentée en une pluie de décharges individuelles de faible énergie (ou effluves) qui dispersent la charge sur toute la surface. Cette fragmentation et cette dispersion révèlent que la décharge est amenée à s'éteindre presque aussitôt après son amorçage et pour délaisser sans cesse les chemins qu'elle suivait précédemment pour rechercher ailleurs un trajet plus favorable.

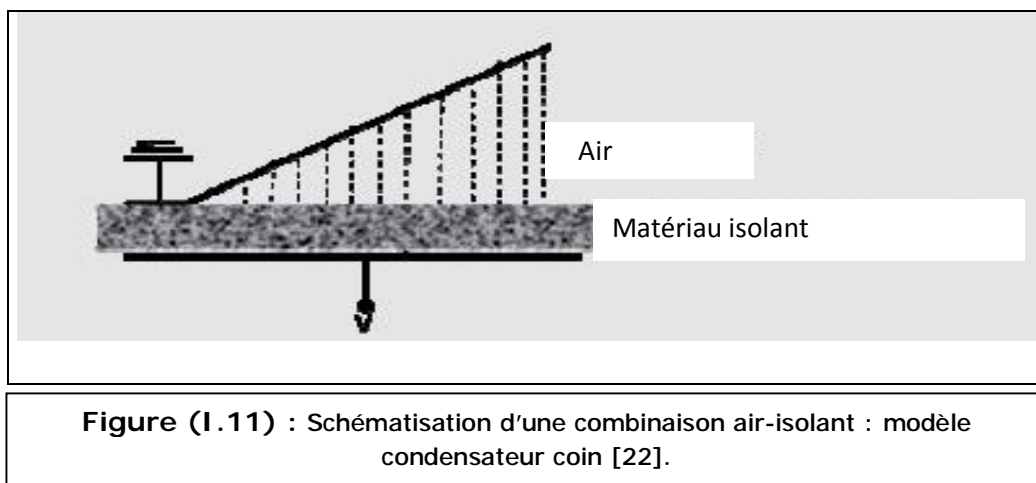


Figure (I.11) : Schématisation d'une combinaison air-isolant : modèle condensateur coin [22].

### I.7.1. Phénomènes superficiels

La présence de parois isolantes dans le gaz ne peut être négligée et cela d'autant plus que la pression du gaz est faible. Les surfaces de substances solides, qu'elles soient conductrices ou isolantes, agissent de différentes manières sur le gaz au contact desquels elles se trouvent [5].

### I.7.2. les principaux mécanismes

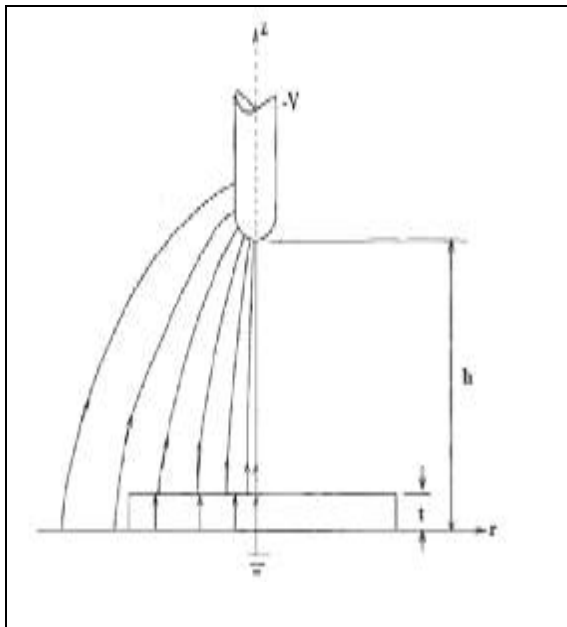
Les surfaces diélectriques exposées à des champs électriques tangentiels constituent généralement la partie la plus vulnérable de l'isolation des systèmes haute tension. Malgré qu'une grande quantité de données expérimentales ait été rassemblée sur le sujet [5, 23] aucune interprétation physique satisfaisante 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 [24,25], la modification des coefficients d'ionisation et d'attachement [23], l'accumulation de charges surfaciques [26], et l'interaction dynamique entre la surface et la décharge elle-même [27]. 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.

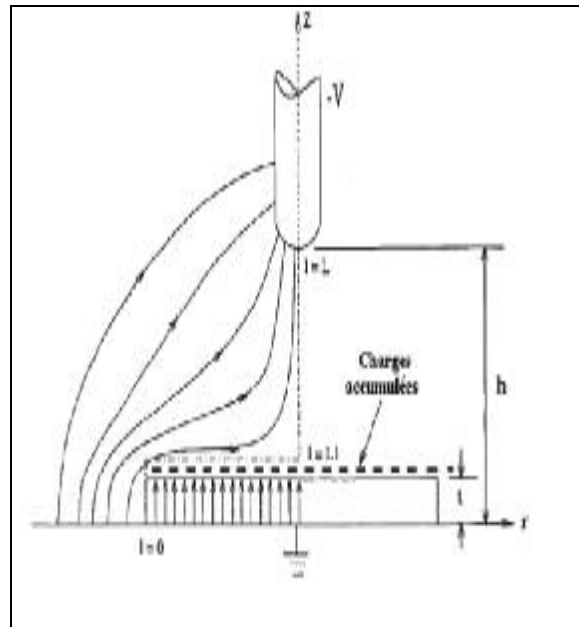
### **A. La distorsion du champ électrique**

Lorsqu'une surface diélectrique est le lieu d'une décharge, c'est parce qu'elle a d'abord favorisé une distorsion du champ électrique initial appliqué et engendre une composante tangentielle dans le nouveau champ géométrique [17].

La distribution du champ électrique dans cet espace inter électrode est susceptible d'être modifiée par la présence d'un matériau diélectrique. Le comportement du champ, selon que la surface du diélectrique comporte ou non des charges électriques, n'est pas le même. L'accumulation de charges à la surface du diélectrique peut avoir comme conséquence la distorsion du champ électrique entre les électrodes. Les figures (I.12) et (I.13) montrent des résultats de simulations effectuées en configuration pointe - plan pour déterminer le champ électrique dans l'espace inter électrode pour de petits intervalles et/ou en présence d'un diélectrique chargé ou non [17].



**Figure (I.12) :** Distribution du champ électrique dans l'espace inter électrode en présence d'un diélectrique non chargé [17].



**Figure (I.13) :** Distribution du champ électrique dans l'espace inter électrode en présence d'un diélectrique chargé [17].

## Chapitre I : phénomènes de préclaquage dans les interfaces isolantes solides/gaz

La distribution du champ électrique dans l'espace inter électrodes, avant l'amorçage de la décharge, dépend de la configuration géométrique des électrodes et de la constitution de l'isolation.

### v Système pointe-plan

La figure (I.14) montre les allures qualitatives de la distribution du champ électrique dans un système pointe-plan avec et sans isolants solides.

Dans le cas de la figure (I.14.a), le champ électrique dans l'intervalle inter électrodes peut être estimé par la formule d'Adamec [20]

$$E(x) = \frac{2.v.d}{(r.d + 2.x.d - x^2) \cdot \frac{\ln(4.d)}{r}}$$

Avec :

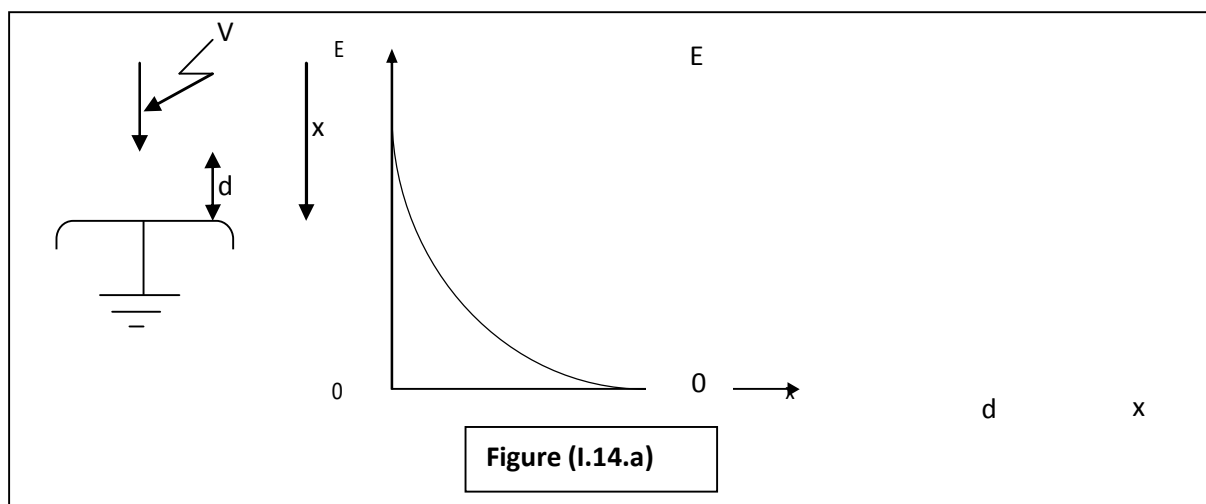
r: est le rayon de la pointe (cm) ;

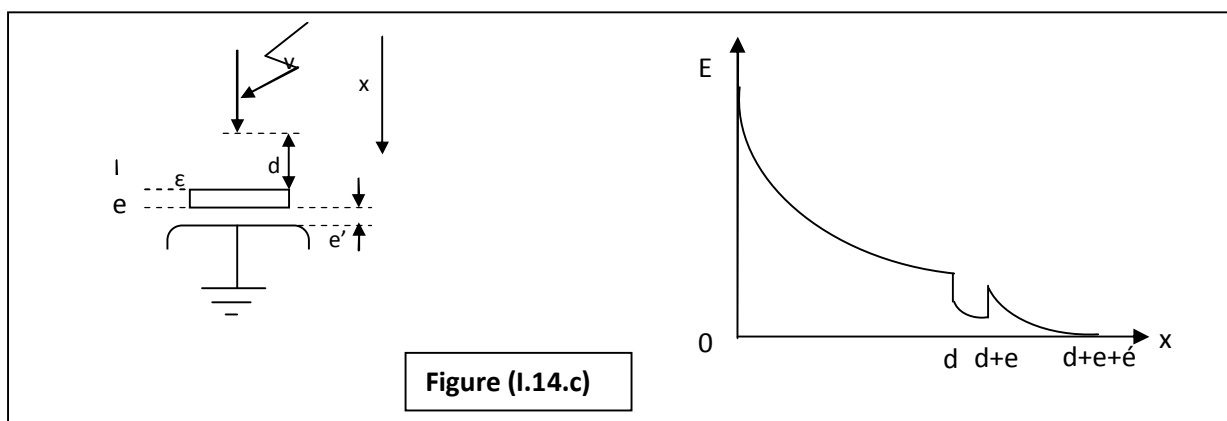
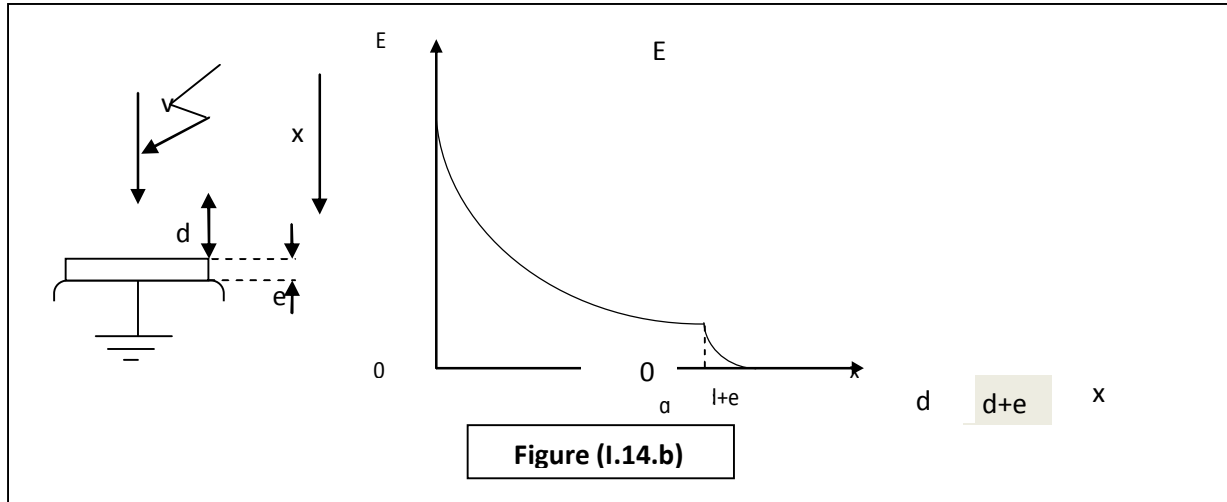
d : la distance inter électrodes (cm) ;

v : la tension appliquée (kv) ;

x : la distance à la pointe (cm).

Le champ électrique en présence d'une surface diélectrique est largement accentué au voisinage de l'électrode haute tension où les premiers processus d'ionisation prennent naissance et abruptement affaibli lorsqu'on s'éloigne de cette zone qui est dû à la grande permittivité (comparativement à celle de l'air) du diélectrique.





### v Système plan-plan

Dans le cas d'une répartition capacitive, le champ électrique se répartie dans l'espace inter électrodes inversement des permittivités des interfaces solide/gaz. L'expression du champ dans la couche d'air est [20, 55] :

$$E_g = \frac{v}{d + \frac{e}{\epsilon_d}}$$

Avec :

$d$  : L'épaisseur de la lame d'air ;

$\epsilon_d$  : La permittivité relative du diélectrique ;

$v$  : Tension appliquée ;

$e$  : Epaisseur du diélectrique solide ;

## Chapitre I : phénomènes de préclaquage dans les interfaces isolantes solides/gaz

Le rapport  $V/\varepsilon_d$  représente une épaisseur équivalente en air de l'isolant solide, elle est faible à cause de la permittivité du solide.

Dans le diélectrique, le champ  $E_d$  s'exprime sous la forme [20] :

$$E_d = \frac{V}{E + d \cdot \varepsilon_d}$$

Le déplacement ou l'induction électrique  $D$  est liée à l'intensité du champ par la relation :

$$D = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot E$$

Par conséquent, si la répartition du champ électrique est capacitive on aura :

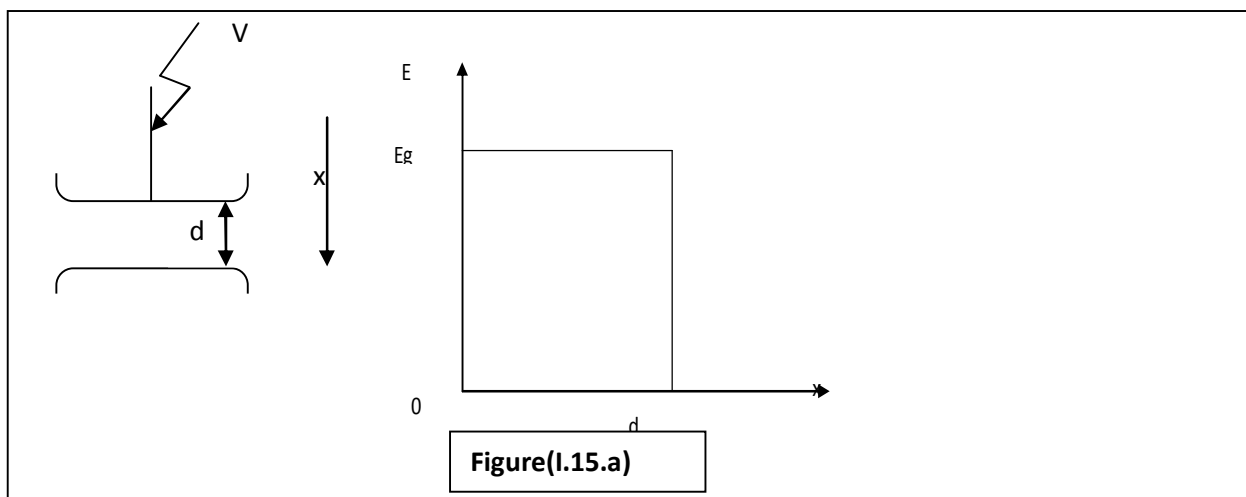
$$D = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_g \cdot E_g = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_d \cdot E_d$$

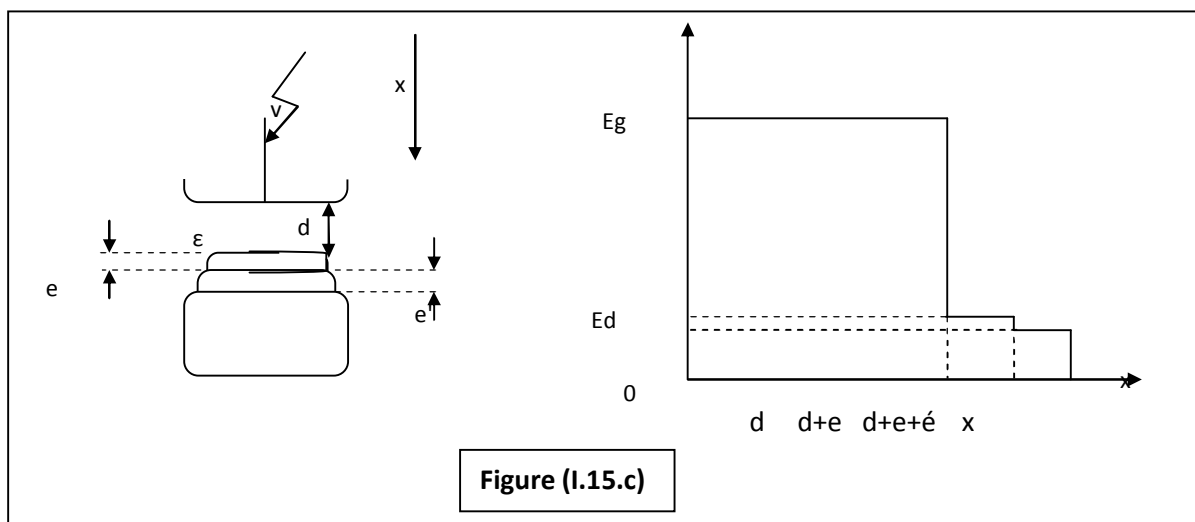
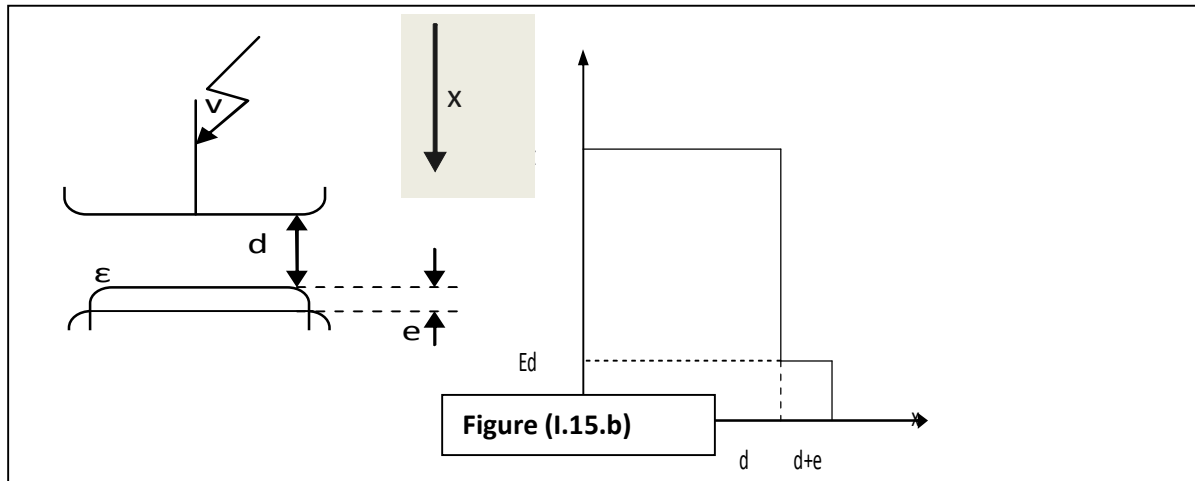
D'où :  $E_d \cdot E_g = \varepsilon_d \cdot E_d$  et

$$\frac{E_g}{E_d} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_g}$$

En considérant  $\varepsilon_g = 1$  on aura :

$$\frac{E_g}{E_d} = \varepsilon_d$$





## B. Processus d'accumulation des charges surfaciques et décharge dans une interface solide/gaz

### B.1. Processus de charge et décharge en champ uniforme

- Processus de charge

Un des axes émergent des travaux de recherche de ces vingt dernière années est justement l'influence des charges accumulées en volumes ou en surface dans le diélectrique, sur le processus de claquage, qu'il s'agisse du claquage en volume ou de claquage en surface.

Naturellement, le mode du claquage qui nous intéresse dans notre 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.

Le champ dû aux charges peut atteindre 4 à 10 kV/cm pour un intervalle d'air de 1 mm. Ce champ augmente avec la tension appliquée (fig.I.16) et diminue avec l'épaisseur  $g$  de la couche d'air [28].

Sous un champ électrique, la surface de l'isolant solide peut être chargée positivement ou négativement suivant la polarité de l'électrode adjacente de cette surface. Quand la polarité est négative, la charge superficielle est fournie par la cathode et quand elle est positive la charge se produit par ionisation du gaz ou par bombardement du diélectrique par des ions et photons [29]. Une fois la surface chargée, le champ dû à la tension appliquée se trouve distorse.

En alternatif, les impulsions du courant de décharge sont observées sur les deux alternances et la polarité de la charge déposée peut être hétérogène, donnant ainsi une augmentation du champ tangentiel à la surface de l'isolant solide [29].

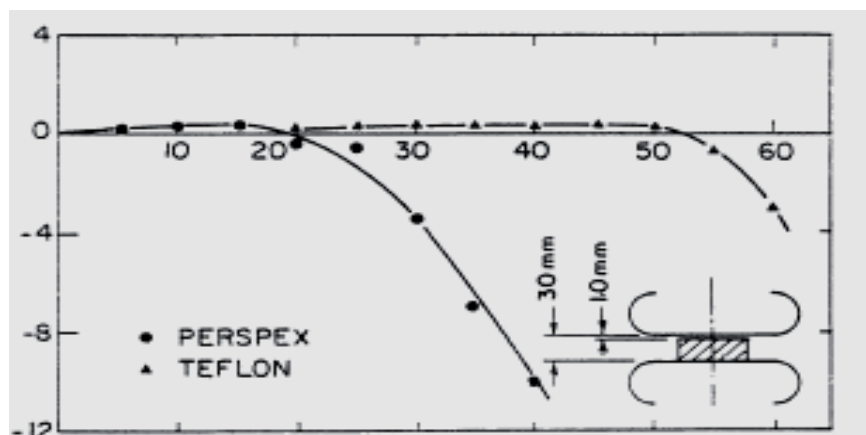


Figure (I.16) : Champ dû à la charge superficielle [28]

- **Processus de décharge**

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. La figure (I.17) montre la variation de la tension d'apparition des décharges partielles en fonction de l'intervalle d'air dont on constate que le graphe de la fonction présente un minimum qui dépend de la nature du matériau de l'isolant solide.

Dans le cas idéal, où la conductance de l'isolant solide est négligeable, la tension d'apparition des décharges partielles  $V_a$  en champ uniforme, peut être exprimée comme suit [20, 55]:

$$V_a = E_g \cdot \left( g + \frac{g}{\epsilon} \right)$$

Où  $E_g$  : est le champ de claquage de l'intervalle d'air ;

$g$  : est l'épaisseur de l'intervalle d'air ;

$e$  : est l'épaisseur du solide ;

$\epsilon$  : est la permittivité relative du solide.

Comme la figure (I.17) l'illustre, pour les faibles valeurs de  $g$ , les valeurs expérimentales sont inférieures aux valeurs calculées. Par contre, elles sont pratiquement en concordance pour des valeurs assez élevées de  $g$ . Comme la formule ne prend pas en considération la charge superficielle, on peut conclure que cette dernière n'est significative qu'aux faibles épaisseurs de la couche d'air.

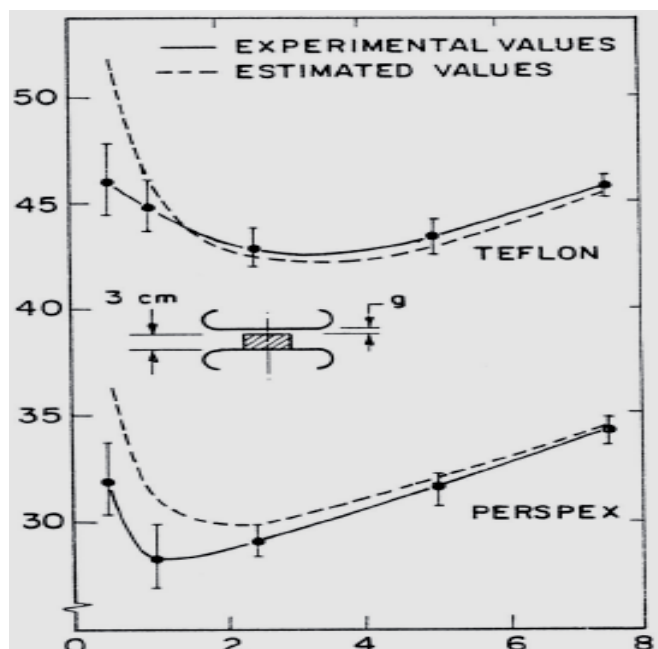


Figure (I.16) : Tension d'apparition de décharges couronnes en fonction de l'intervalle  $g$  en champ uniforme [28].

### B.2. Processus de charge et de décharge en champ non uniforme

- Processus de charge

L'effet majeur de l'accumulation de charge sur une surface diélectrique dans une isolation composée est la modification de la distribution initiale du champ électrique car elles-mêmes créent un champ local qui se superpose au champ appliqué [23]. Cependant celles-ci affectent la tension du claquage de l'interface solide/gaz.

La distribution du champ engendré par les charges accumulées dépend de la nature du solide (fig.I.17) [28].

La polarité de la charge accumulée sur la surface de l'isolant solide est la même que celle de l'électrode haute tension [20], [30]. La valeur  $Q_a$ , de la charge accumulée sur la surface augmente avec la tension appliquée et l'émission secondaire [31]. Par contre, elle diminue avec l'augmentation de la distance inter électrodes [32]. Il est évident que la charge accumulée en polarité positive est plus grande que celle accumulée en polarité négative à cause de la longueur importante des décharges en polarité positive que négative.

En alternatif, l'influence de la charge accumulée sur la tension de décharge dans l'air n'est pas bien connue [20]. Un essai d'explication est fait par T.Takuma, V.N.Maller et D.Srivastava [20], [33]. Cette explication est basée sur la neutralisation des charges avec l'inversion de polarité et la photo ionisation. Initialement, la polarité de la charge est la même que celle de l'électrode haute tension. L'inversion de la polarité mène à une neutralisation.

D'après Baum et Al [20, 28], une surface isolante chargée se neutralise partiellement si elle est exposée à la lumière de l'effet couronne. Si la charge accumulée sur la surface est négative, la neutralisation se fait par injection photoélectrique des électrons dans le volume du matériau diélectrique. Par contre, si la charge est positive, la neutralisation se fait par recombinaison des charges positives à la surface ou par injection dans la cathode par des champs électriques suffisamment élevés. Le flux d'électrons du gaz, autour du solide, peut aussi contribuer à la neutralisation des charges positives à la surface. Etant donné que la neutralisation n'est que partielle, la surface du solide accumule une charge hétérogène engendrant un champ tangentiel. Ce dernier joue un grand rôle dans le développement de la décharge superficielle.

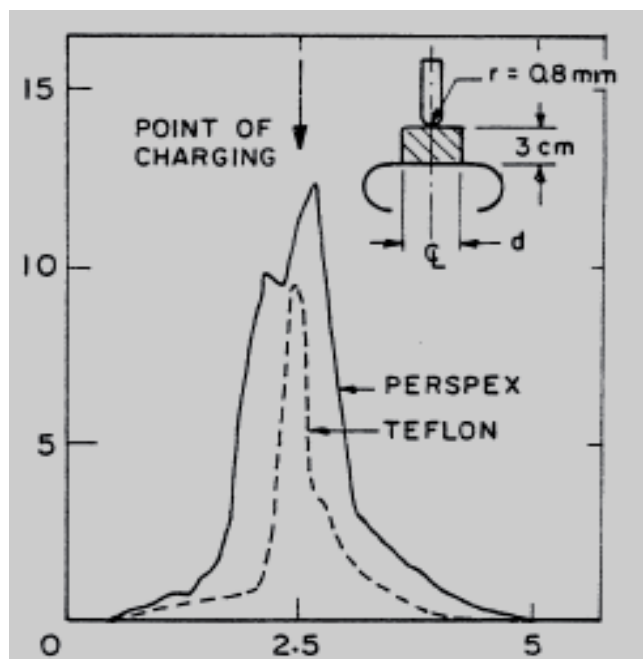


Figure (I.17) : Champ dû à la charge superficielle [28].

- Processus de décharge

La figure (I.18) illustre la variation de la tension d'apparition de décharges couronnes en présence et en absence de l'isolant solide.

Dans le cas d'un intervalle d'air seul, il apparaît des impulsions couronnes aléatoires suivies par des impulsions streamers puis par des impulsions de décharges effluves quand la tension appliquée augmente. Cependant, en présence de l'isolant solide, des impulsions de décharges couronnes aléatoires apparaissent sur une large plage de la tension appliquée. Ceci est dû à l'altération du champ principal par le champ créé par la charge superficielle.

La tension d'apparition de décharges couronnes en champ non uniforme peut être estimée par la formule empirique suivante [20] :

$$V_a = E_0 \cdot [1 + A \cdot \log (g/r)] \cdot [g + B \cdot (g/r)]$$

Où  $E_0$ : champ de claquage d'air en champ uniforme  $\approx 1$  kV/cm ;

A et B: constantes ;

$(g/r)$ : degré de non uniformité ;

$e$ : épaisseur de l'isolant solide ;

$\epsilon$ : permittivité relative de l'isolant solide.

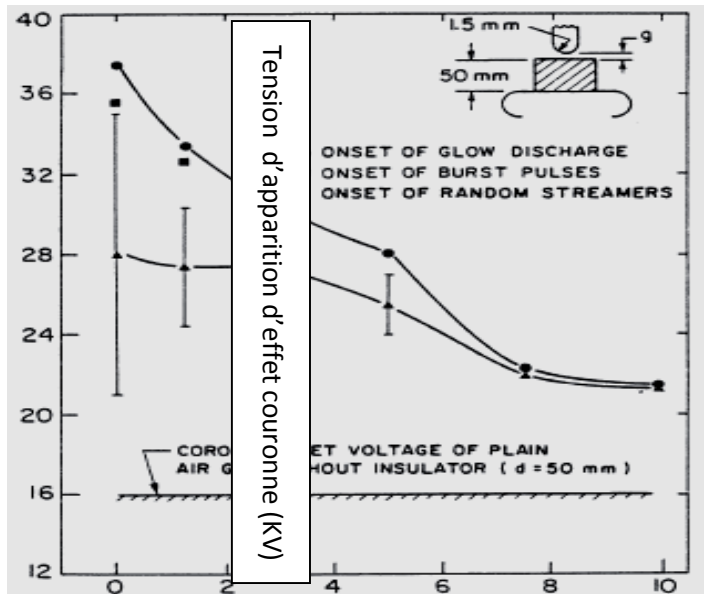


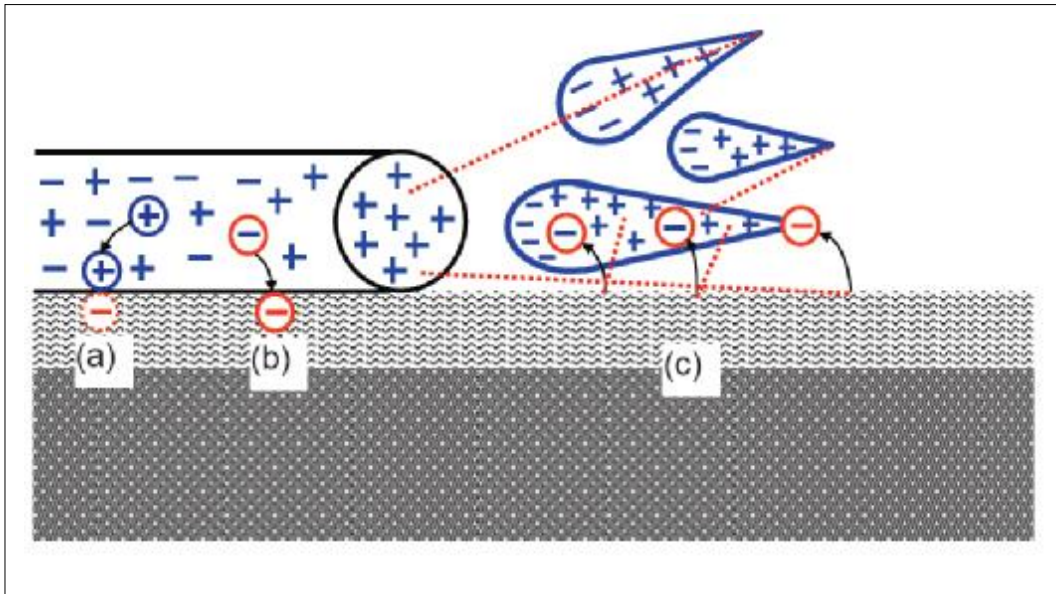
Figure (I.18) : Tension d'apparition des décharges couronnes en fonction de l'intervalle  $g$  [28].

### I.7.3 : Influence d'une surface diélectrique sur l'initiation et la propagation des streamers

L'initiation et la propagation des streamers en présence d'une surface diélectrique, comme dans le cas d'air, seront fortement contrôlées par les coefficients d'attachement et d'ionisation [18]. Uniquement ceux-ci seront grandement affectés par la présence de cette surface.

Comme déjà évoqué succinctement dans le paragraphe (I.7.1.a), une surface diélectrique modifie les coefficients d'ionisation et d'attachement de deux façons selon la théorie proposée par Gallimberti et Al [18] et mise en évidence par la figure (I.19) ci-dessous :

- Elle émet des électrons par l'effet du bombardement des photons. Ceci contribue à fournir davantage d'électrons déclencheurs d'avalanches et à favoriser davantage d'ionisation collisionnelle par augmentation de la quantité d'électrons présents dans le processus de la décharge.
- Elle peut attacher les électrons par des pièges et les ions positifs par attraction électrostatique causant ainsi davantage d'attachement en plus de celui déjà induit par le gaz de remplissage de l'intervalle inter électrodes.



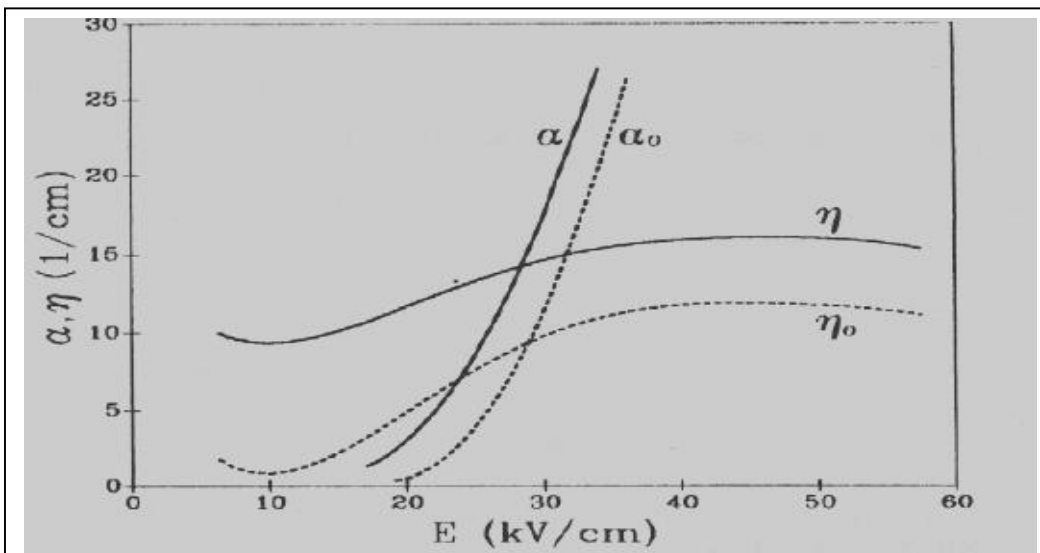
**Figure (I.19) :** Processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans la propagation d'un streamer à travers une surface diélectrique [18].

(a) : Ion positif capturé par les forces électrostatiques.

(b) : Electron capturé à travers les pièges surfaciques.

(c) : Extraction d'un photon électron contribuant aux ionisations collisionnelles.

La figure (I.20) ci-dessous présente les coefficients d'ionisation et d'attachement dans le cas de l'air et ceux modifiés par la présence d'une surface de PVC .



**Figure (I.20) :** Coefficients d'ionisation et d'attachement de l'air respectivement  $\alpha_0$  et  $\eta_0$  et ceux favorisés par la présence de PVC [18].

## Chapitre I : phénomènes de préclaquage dans les interfaces isolantes solides/gaz

Comme le décrit le mécanisme présenté par la figure (I.20), on peut s'attendre à ce que l'initiation et la propagation des streamers le long d'une surface diélectrique soient contrôlées par les coefficients d'ionisation et d'attachement les plus grands que ceux dans l'air. Ceci est de plus confronté par le fait que les recombinaisons des ions positifs sur les surfaces diélectriques peuvent contribuer à arracher des électrons de celles-ci ou du gaz environnant.

# CHAPITRE II

## Paramètres influençant la rigidité diélectrique des interfaces solide/gaz

## II.1.Rigidité diélectrique et mécanismes du claquage

### II.1.1. Introduction et définitions

Un diélectrique cesse de présenter un comportement linéaire quand le champ appliqué dépasse une certaine valeur. Sa conductivité devient dépendante de champ si ce dernier est suffisamment élevé, une conductivité très importante peut se manifester subitement, entraînant une modification souvent irréversible du diélectrique, quand ce n'est pas sa destruction complète par effet joule [34].

On appelle claquage la perte subite de la propriété isolante diélectrique soumis à un champ électrique.

La rigidité diélectrique est la valeur maximale du champ auquel peut être soumis un diélectrique, sans apparition d'un claquage. On désigne par l'expression décharge électrique, ou simplement décharge, le passage du courant dans un diélectrique, lors d'un claquage. Dans une décharge, il existe au moins un chemin à haute conductivité reliant les électrodes [34].

Moins spectaculaires (mais non moins importantes pour certains matériaux) sont les décharges partielles. On appelle ainsi les décharges ne reliant pas directement les électrodes. Elles se produisent de façon localisée au sein de même diélectrique, au voisinage des électrodes et au voisinage de discontinuités où le champ est très inhomogène (fig.II.1) [35].

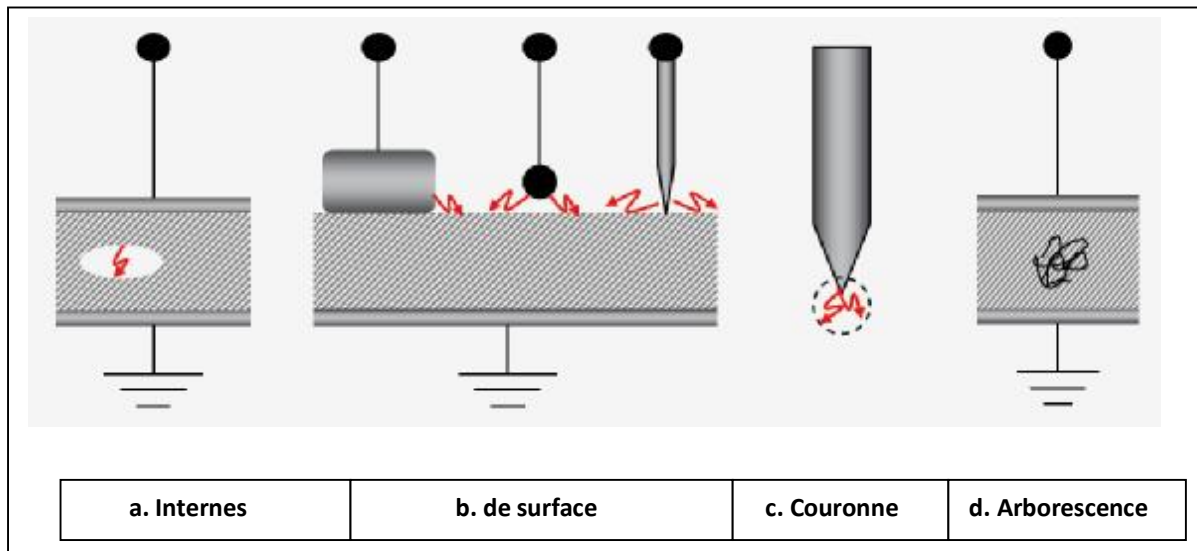


Fig.II.1.Quelques exemples de lieux où peuvent se produire des décharges partielles. [35]

Le courant véhiculé par les décharges partielles ne présente généralement qu'une petite fraction du courant de déplacement. Sa détection est parfois problématique, elle nécessite des circuits spéciaux dans le cas d'isolants solides et liquides soumis à un champ alternatif [35].

La rigidité diélectrique d'un matériau peut varier de plusieurs ordres de grandeur selon l'utilisation qui en est faite. Dans des conditions de travail identiques, il n'est pas rare de voir le champ critique varier du simple ou double. La pureté, le mode de mise en œuvre, la forme du diélectrique et le milieu environnant n'est que quelques exemples de causes pouvant influencer fortement le champ critique. Cela explique qu'une détermination purement théorique du champ critique ne soit en général pas possible. Elle est remplacée par des essais pratiques se déroulant selon des procédures très précisément définies de façon à garantir une certaine représentativité aux résultats obtenus.

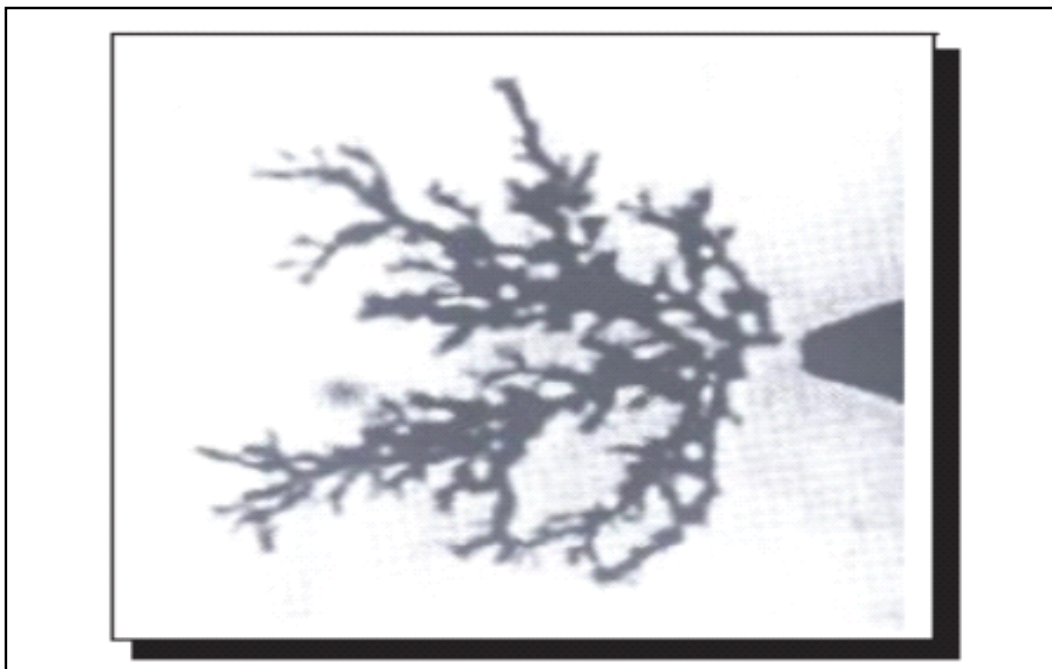
La rupture de l'isolation, dénommée claquage, peut intervenir suivants différents mécanismes. Les principaux sont :

**II.1.2. Le claquage électro-mécanique :** est provoqué par la pression électrostatique exercée par les électrodes sur l'isolant. Une pression trop importante entraîne une diminution de l'épaisseur de l'isolant et ainsi une augmentation du champ électrique, ce qui amplifie encore l'effet. Si la pression exercée devient supérieure à la résistance à la compression, la rupture intervient. La pression électrostatique étant  $\epsilon E^2/2$ , des champs de l'ordre du MV/mm seraient nécessaires pour vaincre une résistance à la compression de 100 MPa comme celle de l'époxy à l'état vitreux. De tels niveaux de champs ne seraient envisageables que sur des couches très minces. [36, 37,38]

**II.1.3. Le claquage thermique :** est dû à une augmentation de la conductivité électrique du matériau avec la température. Une augmentation de la température du diélectrique provoque alors une augmentation de la densité du courant, donc des pertes, ce qui contribue à un échauffement supplémentaire. En l'absence d'une dissipation thermique suffisante, un emballement thermique a lieu. Ce phénomène a pu être observé dans des films de condensateurs soumis à des champs continus très élevés (centaines de kv/mm).[36,37,38]

**II.1.4. Le claquage électronique :** est susceptible d'intervenir à des champs très élevés. Seul le champ électrique est déterminant ; Plusieurs théories ont été proposées dans lesquelles les électrons acquièrent des énergies considérables ou se multiplient par avalanches. De tels mécanismes n'ont pas reçu de validation expérimentale dans les isolations électrotechniques [37,38,39].

**II.1.5. Le claquage par arborescence :** se résulte d'une arborescence électrique, structure filamentaire ramifiée constituée de micro-canaux (fig.II.2). La propagation des arborescences électriques ainsi que la modélisation a fait l'objet d'un certain nombre de travaux y compris dans le PMMA. Ces arborescences peuvent être engendrées par des renforcements locaux du champ, comme les géométries pointe/plan utilisées en laboratoire, ou dans les matériels électriques par des cavités gazeuses, sièges de décharges qui viennent perforer le solide et dans lequel elles se prolongent [37,38]. Dans les solides, ces arborescences conduisent à une dégradation irréversible du matériau à moins que des écrans viennent s'interposer, comme les agglomérats de paillettes de mica utilisées dans les isolations des machines tournantes [38]. La présence de charges de renfort minérales augmente le temps de propagation de l'arborescence, donc le temps de retard au claquage, mais celui-ci reste inéluctable. [34]



**Fig.II.2 :** Exemple d'arborescence [37]

## II.2. Dégradation progressive de la rigidité diélectrique

De nombreux phénomènes sont susceptibles d'altérer un diélectrique au cours du temps (vieillessement), provoquent en particulier une diminution de la rigidité diélectrique. Ils sont responsables de la majorité des claquages intervenant des mois, voire des années après la mise sous tension.

De telles réductions de champ critique se manifestent par exemple quand l'isolant présente des défauts d'homogénéité, cavités, inclusions de particules étrangères etc

Les décharges partielles prenant naissance au voisinage de ces défauts dès que le champ est suffisant peuvent, par érosion, fusion localisée, transformations chimiques induites ou autres processus, créer dans l'isolant des réseaux de canaux plus ou moins conducteurs, appelés arborescences (figure II.2) en raison de leur ressemblance avec les branches d'un arbre [34,37]. Les arborescences croissent au cours du temps provoquant un claquage dès que leurs taille est suffisante.

Certaines considérations telles que les conditions atmosphériques, formes et état des électrodes, type de tension appliquée, forme et nature de l'isolant solide etc; doivent suffire à montrer l'extraordinaire complexité de problèmes liés à la rigidité diélectrique et l'impossibilité quasi totale de recourir à des modèles basés sur des théories fondamentales. Cela explique l'importance en ce domaine de méthodes de travail telles l'analyse statistique des distributions de tension du claquage, le vieillissement accéléré pour l'approche des mécanismes de dégradation, le recours à des essais normalisés pour les comparaisons des diélectriques.

## II.3. Paramètres influençant la rigidité diélectrique des interfaces solide/gaz

### II.3.1. Calcul de la tension d'apparition de l'effet couronne dans les systèmes hybrides solide/gaz

#### a. Cas d'un intervalle d'air en série avec un isolant solide

Dans le cas présent sur la figure (II.3.a), l'espace air entre l'électrode et l'isolant solide, a une épaisseur  $e_1$ , l'isolant solide a une épaisseur  $e_2$  et une capacité  $C_2$ .

Le schéma électrique équivalent peut être représenté par deux capacités en série comme la figure (II.3.b) le montre.

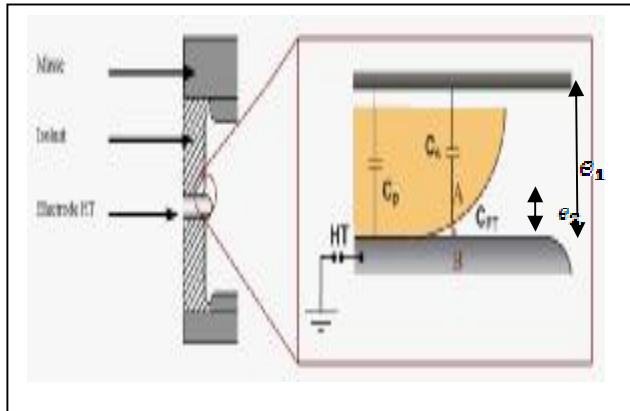


Figure (II.3.a) : Cas d'un intervalle d'air en série avec l'isolant solide [35].

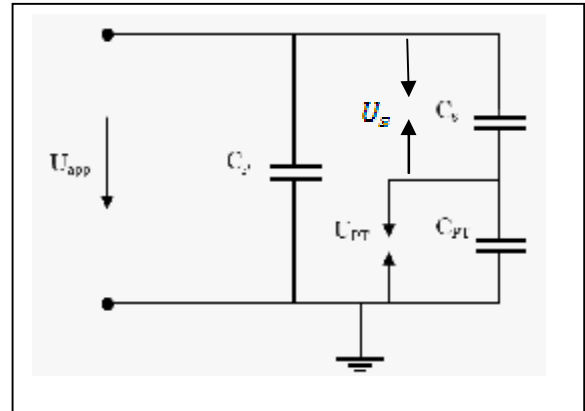


Figure (II.3.b) : Schéma électrique équivalent [35].

Où :

$U_{PT}$  : La tension aux bornes de la capacité  $C_{PT}$  ;

$U_{app}$  : La tension appliquée aux électrodes ;

$U_s$  : La tension aux bornes de la capacité  $C_s$

$e_1$  : L'épaisseur de l'isolant solide ;

$\epsilon_s$  : La permittivité diélectrique de l'isolant solide ;

$e_2$  : L'épaisseur de la couche d'air entre le bord de l'électrode haute tension et le solide.

L'expression de la tension aux bornes du système solide/gaz s'écrit comme suit :

$$U_{app} = U_{PT} + U_s$$

Avec :  $U_s = E_s \cdot e_1$  et  $U_{PT} = E_{PT} \cdot e_2$

Si la répartition du champ électrique est capacitive ( $\sigma = 0$ ) on aura :  $\epsilon_{PT} \cdot E_{PT} = \epsilon_s \cdot E_s$

Avec :  $\epsilon_{PT} = 1$  on aura :  $E_s = \frac{E_{PT}}{\epsilon_s}$

La substitution de  $U_{PT}$  par  $E_{PT} \cdot e_2 / \epsilon_s$  dans l'équation  $U_{app} = U_{PT} + U_s$  donne :

$$U_{app} = U_{PT} + E_{PT} \cdot \frac{e_2}{\epsilon_s} = U_{PT} + \frac{U_{PT}}{e_1} \cdot \frac{e_2}{\epsilon_s} = U_{PT} \cdot \left( 1 + \frac{e_2}{e_1 \cdot \epsilon_s} \right)$$

$$U_{PT} = U_{app} \cdot \left( \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_s}} \right)$$

D'où :

Si on remplace le rapport  $\epsilon_2/\epsilon_s$  par  $\beta$ , l'équation précédente devient :

$$U_{PT} = \frac{U_{app}}{1 + \frac{\beta}{\epsilon_1}}$$

Comme les tensions d'apparition d'effet couronne et du claquage de l'intervalle d'air sont égales en champ uniforme, on substitue  $U_{PT}$  par la tension du claquage  $U_g$  qu'on peut la tirer de la courbe de Paschen [35].

$$U_{app} = U_g \cdot \left( 1 + \frac{\beta}{\epsilon_1} \right)$$

Dans l'appareillage blindé (PSEM ou GIS ; gaz insulated switchgears, en anglais) utilisés dans les réseaux de transport et de distribution, les conducteurs haute tension en aluminium sont soutenus par des isolants époxy. Les compartiments sont remplis avec de SF<sub>6</sub> pressurisé pour maintenir l'isolation haute tension (HT) requise. Dans ces conditions, la performance diélectrique du point triple dépend de plusieurs facteurs : la géométrie, l'état de surface des électrodes et de l'isolant, la présence des particules métalliques dans l'environnement du point triple ainsi que des propriétés diélectriques des isolants utilisés [39,40]. La réduction des dimensions du matériel envisagée par les constructeurs, agit directement sur le choix des isolants et, en conséquence, leur optimisation diélectrique est indispensable.

Le terme « point triple » en électrotechnique est défini comme le point de contact de trois matériaux de permittivités différentes. En présence de HT et en fonction de plusieurs facteurs (défauts de surface, présence de l'humidité, de particules dues à l'usinage ou à l'usure des pièces mécaniques, etc), le champ électrique près de PT sera plus ou moins renforcé et des décharges partielles (DPs) pourront apparaître si la valeur du champ local est plus grande que la valeur critique d'apparition des décharges [40].

Si l'appareillage blindé est utilisé sur une longue période, avec des tensions supérieures à la tension d'apparition des DPs, les matériaux se dégraderont par un phénomène de vieillissement accéléré qui réduira la durée de vie du post [39,40]. Les décharges produites chargent localement la surface de l'isolant, ce qui engendre une modification de la répartition du champ électrique dans la zone de décharge [41,42, 40], et donc une modification de leur régime.

En champ non uniforme, Dakin et Al [29] ont trouvé que la tension d'apparition d'effet couronne augmente avec le rayon de la pointe pour les très faibles rayons (fig.II.4).

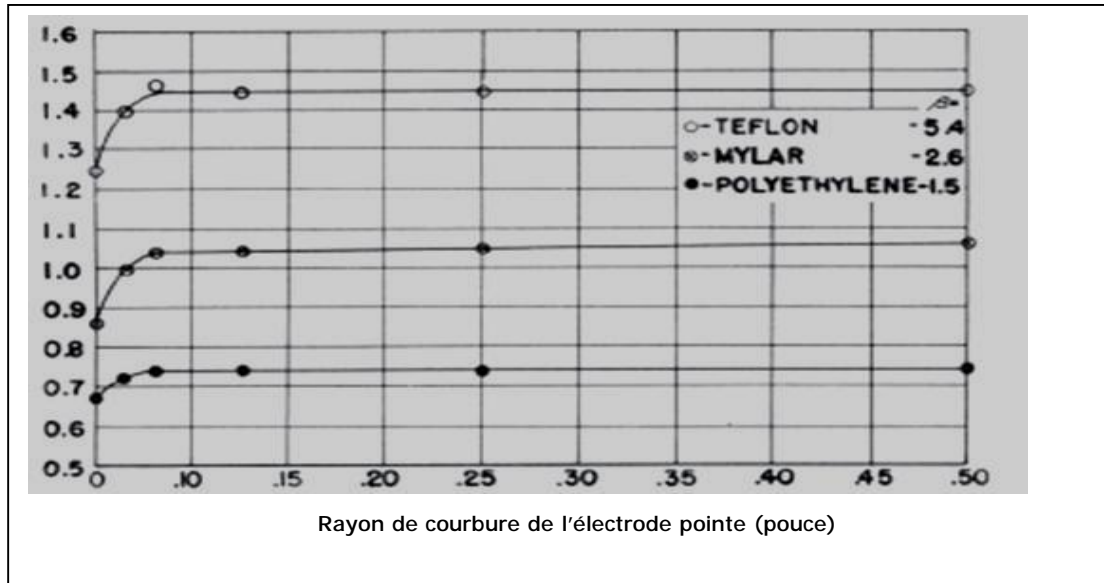


Figure (II.4) : Tension d'apparition d'effet couronne en fonction du rayon de courbure de la pointe [29].

### b. Généralisation :

Dans le cas d'une généralisation à une superposition de  $n$  couches de matériaux isolants fréquemment rencontrés dans les applications (câbles par exemple) ; l'expression devient [22] :

$$V = V_g \cdot \left( 1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_a \cdot \epsilon_1} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_a \cdot \epsilon_2} + \dots + \frac{\epsilon_n}{\epsilon_a \cdot \epsilon_n} \right)$$

## II.3.2. Influence des électrodes sur la rigidité diélectrique de l'isolation solide/gaz

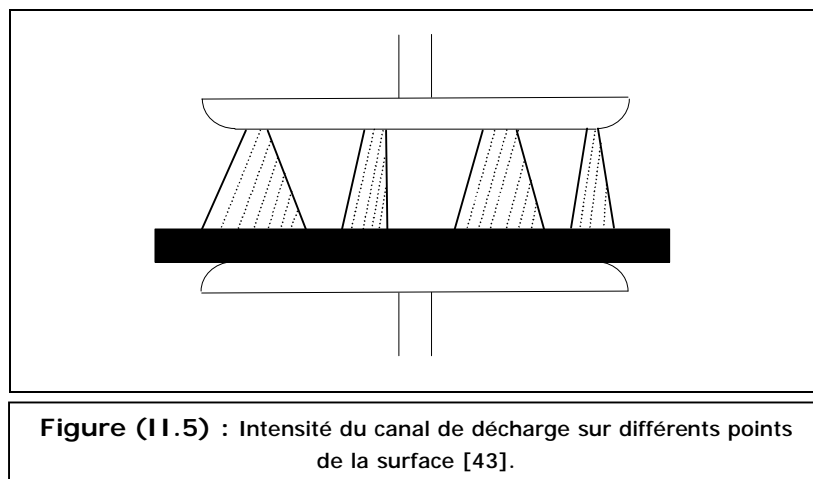
### II.3.2.a. Importance de l'état de surface des électrodes

Après une multitude de décharges, une électrode plane peut présenter des rugosités qui se résultent par les impacts de la décharge ou par l'oxydation du métal. Ces anomalies qui peuvent atteindre  $10 \mu\text{m}$ , renforcent le champ électrique au voisinage de la surface, ce qui a pour effet d'augmenter localement l'efficacité d'ionisation et d'excitation du gaz [43]. Un manque de nettoyage de la surface des électrodes, pendant les manipulations, peut créer des aspérités sur le métal ou un dépôt de particules conductrices.

Du point de vue de la modélisation des défauts de surfaces, les aspérités sont habituellement représentées par des formes géométriques simples : hémisphériques, semi-elliptiques, en lames de rasoir, etc. Ceci afin faciliter le calcul du champ électrique [20,43].

La taille de ces protubérances étant forcément variable, ce sont les plus importantes qui vont constituer un passage préférentiel pour le courant de décharge.

Tout se passe alors comme si l'espace inter électrodes étant court-circuité par quelques décharges intensives. On aboutit à la situation du schéma de la figure (II.5).



**Figure (II.5) :** Intensité du canal de décharge sur différents points de la surface [43].

#### II.3.2.b. Rayon de courbure de la pointe :

La rigidité diélectrique d'un intervalle d'air, avec et sans isolant solide est améliorée avec l'augmentation du rayon de la pointe, Ceci est dû au fait que le champ électrique, au niveau de la pointe, est d'autant plus faible que le rayon de courbure de la pointe est grand. Les figures (II.6) et (II.7) illustrent bien ces influences [26].

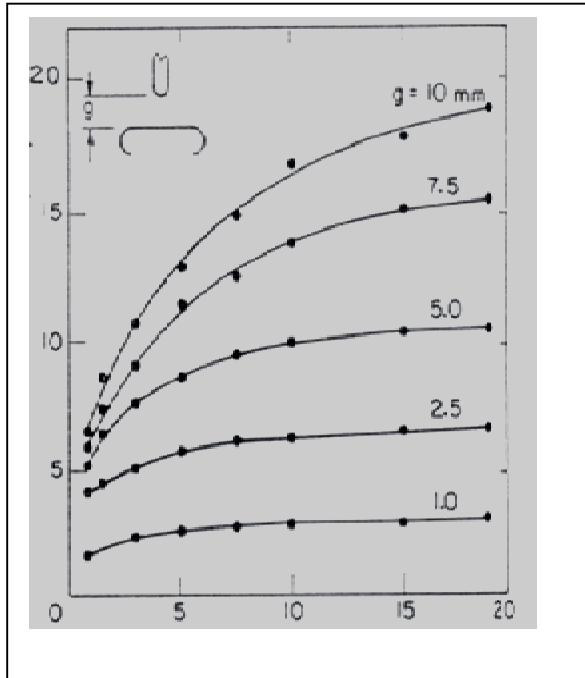


Figure (11.6) : Influence du rayon de courbure de la pointe sur la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air [26].

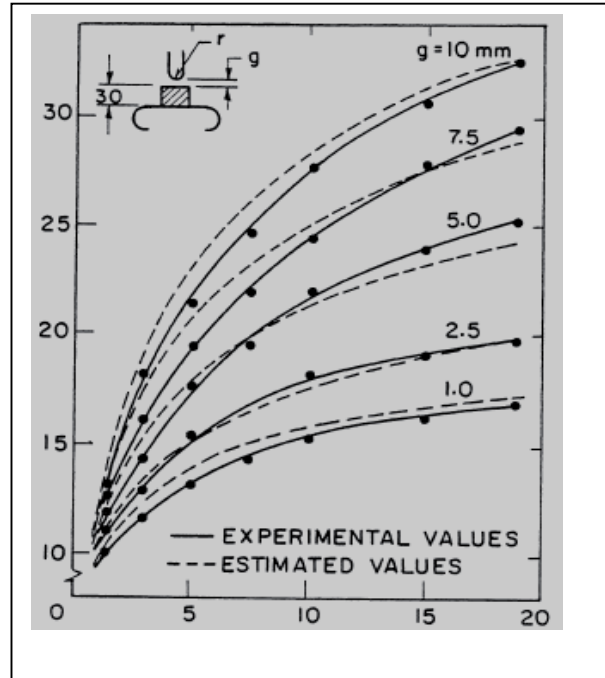


Figure (11.7) : Influence du rayon de courbure sur la rigidité diélectrique d'une isolation hybride solide (PTFE)/air [26].

### II.3.2.c. Diamètre de l'électrode haute tension :

La figure (11.8) illustre bien la variation de la tension de décharges superficielles et la tension du claquage en fonction du diamètre de l'électrode active dont on constate que ces tensions évoluent avec le diamètre. Cette augmentation serait due à la diminution de la concentration du champ avec le diamètre de l'électrode active.[41, 44]

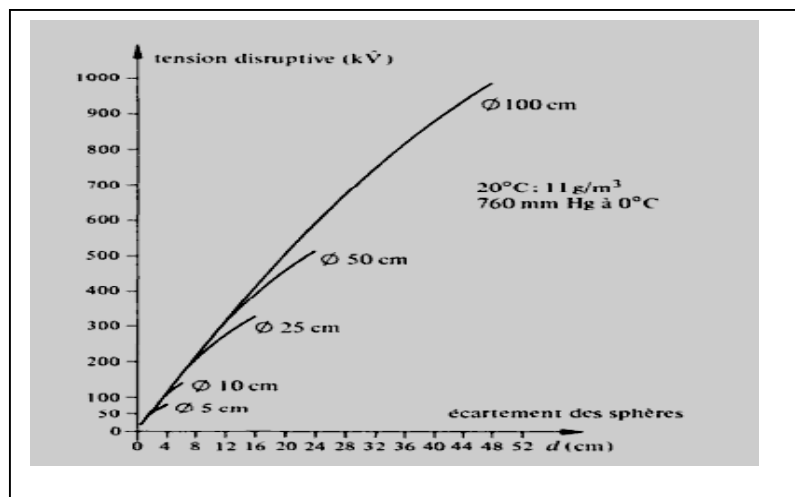
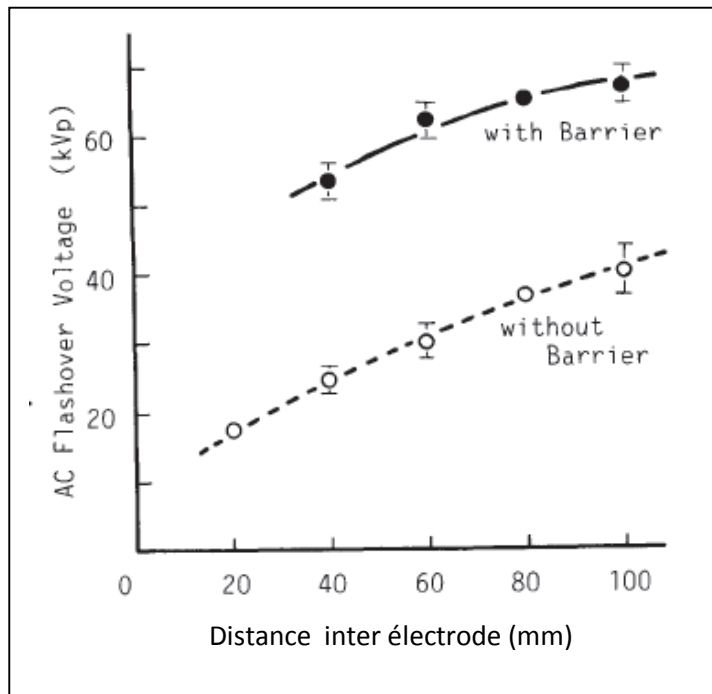


Figure (11.8) : influence de diamètre des électrodes sur la tension disruptive [44]

### II.3.2.d. Influence de la distance inter électrode :

La recette des travaux de Y.Yamano, Y.takahaschi [45] montre que la tension de claquage des intervalles air seul et air/solide varie positivement avec l'augmentation de l'espace interélectrode, les variations dans la tension de claquage sont beaucoup plus prononcés dans l'interface air/solide par rapport à l'intervalle air seul.

Cette amplification importante comparée au cas d'un intervalle air uniquement s'explique par le fait l'insertion d'une surface diélectrique entre les électrodes empêche l'installation d'un canal d'arc localisé permettant ainsi l'obtention d'une décharge beaucoup plus étalée et homogène dans l'espace interélectrode. L'émission d'électrons secondaires importante à la surface diélectrique favorisant aussi cet écart [43, 45].



Fig(II.9) : Influence de la distance interélectrode sur la tension de claquage pour l'intervalle air seul et air/solide [45]

### II.3.3. Influence des caractéristiques de l'isolant solide sur la rigidité diélectrique d'une isolation solide/gaz

#### II.3.3.1. Dimensions de l'isolant solide

##### A. Epaisseur de l'isolant solide

Les résultats des travaux de Dakin, Grzybowski et Kuffel [47], ont montrés que la rigidité diélectrique d'un système hybride solide/air augmente avec l'épaisseur de l'isolant solide, quel que soit la nature de la tension appliquée, la tension de conditionnement et la nature du matériau (fig.II.10),(fig.II.11) [47].

La rigidité des systèmes hybrides solide/air est généralement exprimée en fonction de l'épaisseur efficace  $e/\epsilon_r$ .

La tension d'apparition des décharges de surface sur une surface plaque isolante d'épaisseur  $e$  et de permittivité relative  $\epsilon_r$  placée entre deux électrodes en forme de tige dans l'air à une pression de 0.1 MPA est donnée par l'expression suivante [5] :

$$U_a = k * \left(\frac{e}{\epsilon_r}\right)^{0.46} \quad (KV_{max})$$

Où :  $k$  est une constante.

Halleck [29] a établi presque la même relation en utilisant un système d'électrodes tige-

plan :

$$U_a = 0,2 * \left(\frac{e}{\epsilon_r}\right)^{0.5} \quad (KV_{max})$$

En tension alternative sinusoïdale, les décharges se développent principalement dans les zones où la tension instantanée est croissante en valeur absolue.[5][48]

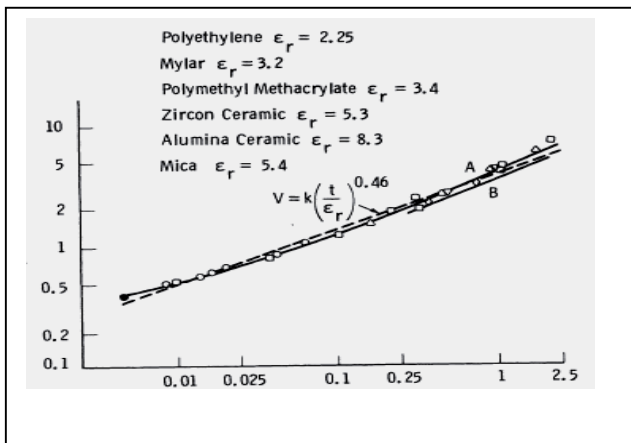


Figure (II.10) : Tension d'apparition de décharges couronnes en fonction de l'épaisseur pour différentes valeurs de la permittivité [47].

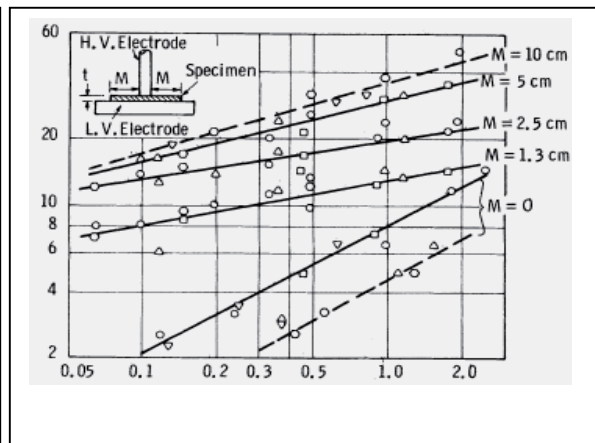


Figure (II.11) : Tension de décharge en fonction de l'épaisseur efficace  $(\frac{e}{\epsilon_r})$  pour différentes valeurs de la marge  $M$  [47].

## B. Effet de la nature de l'isolant solide

D'après les résultats différents trouvés par Grzybowski et Kuffel [46], John.HMason [49], P.A Arnold [35], la rigidité diélectrique d'un système hybride solide/gaz diminue avec l'augmentation de la permittivité du solide, (fig.II.12). A priori la nature du diélectrique peut influencer le régime de décharge. En effet, l'accumulation de charges à la surface diélectrique ainsi que le caractère résistif important de celui-ci joue un rôle important dans le maintien de la décharge. De plus, l'une des différences majeures entre les électrodes nues et isolantes est le phénomène d'émission secondaire par impact électronique ou ionique.

Un isolant se caractérise en effet par un rendement d'émission secondaire qui est le nombre d'électrons éjectés de la surface du matériau par électron incident. Il peut atteindre 10 pour certains matériaux [43], alors que celui des métaux indépendamment de leur nature est voisin de 1.5. Ce rendement joue un rôle important dans l'entretien de la décharge.

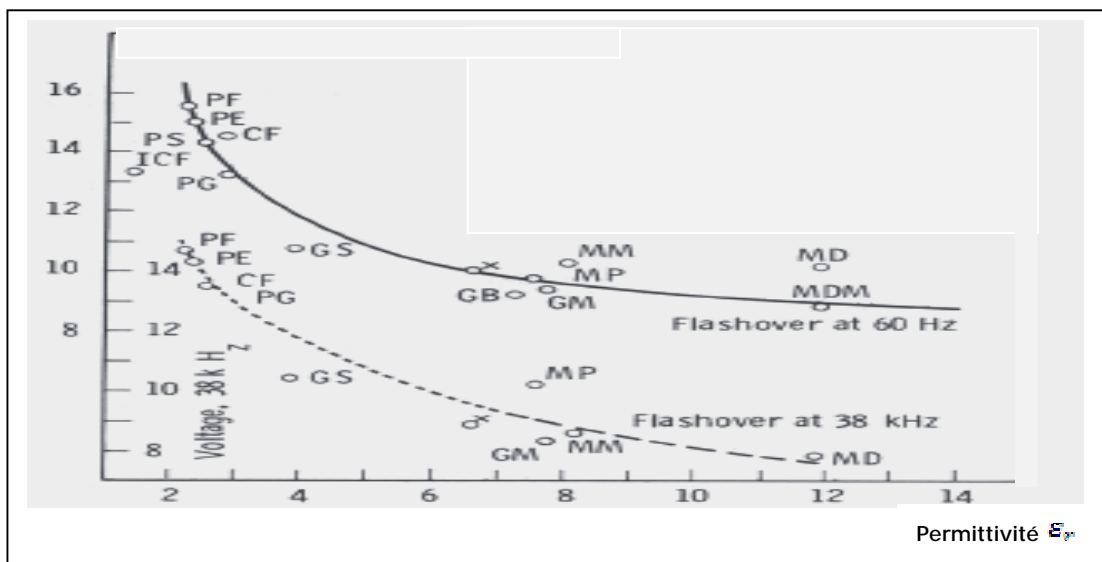


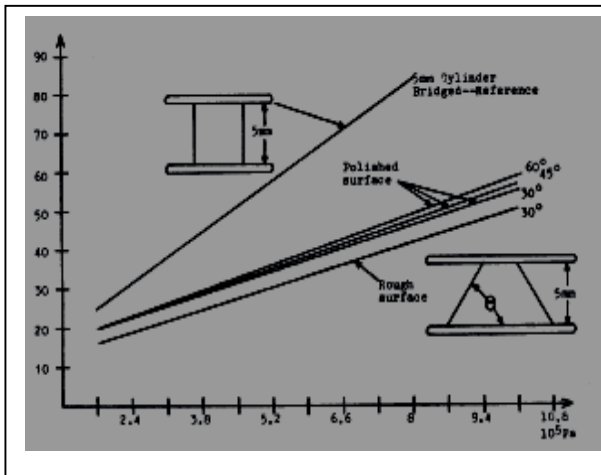
Figure (II.12) : Variation de la tension de claquage en fonction de la permittivité [35].

## C. Forme de l'isolant solide

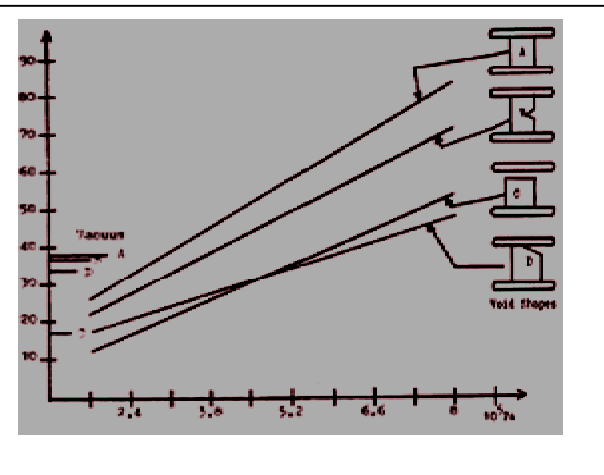
Les résultats des essais obtenus par J. Lewis, Sudarshane, Thomson et Lee [47], montrent que la rigidité diélectrique d'un système composé solide/azote croît avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison  $\theta$  (fig.II.13).

Un isolant solide placé dans un intervalle du gaz réduit sa tenue diélectrique (fig.II.14). Cette dernière est réduite davantage si le solide présente des cavités.

Cette diminution serait due à la production d'électrons et photons par les micros décharges dans ces cavités.



**Figure (II.13) :** Influence de l'angle d'inclinaison et l'état de surface sur la rigidité dans l'azote [41].



**Figure (II.14) :** Tension de claquage du système solide/azote pour différentes position de cavité [41].

### II.3.3.2. Caractéristiques superficielle de l'isolant solide

#### A. Etat de surface de l'isolant solide

Les résultats expérimentaux obtenus par J. Lewis [41], montrent que le polissage de la surface du solide améliore la rigidité diélectrique du système (fig.II.15). La décharge sur les surfaces polies présente la forme d'un canal. Alors que sur les surfaces rugueuses, la décharge a une forme diffuse.

Certains traitements de surface, quoi qu'ils n'améliorent pas les performances du système, augmentent leur résistance à la détérioration, il est donc utile de nettoyer les surfaces des isolants avant chaque manipulation pour éviter les débris et les impuretés superficielles.

#### a. Conductivité superficielle

La tenue diélectrique d'un isolant solide se dégrade avec l'augmentation du taux de pollution, ce qui réduit sa résistance superficielle. Ce facteur pollution élève beaucoup les courants électrolytiques qui produisent une vaporisation et créent des zones sèches où il se produit des étincelles. Avec une forte et suffisante intensité du champ électrique, ces dernières accélèrent les phénomènes du claquage. [47]

Les résultats obtenus par Mason [47], Nasser, Rumell et quelques travaux de simulation [50], montrent qu'il existe une relation entre la tension du claquage et la conductivité moyenne (G/F), la figure (II.15) montre que la courbe de la fonction  $U_a = f(\sigma_s)$ , ( $U_a$  étant la tension de claquage et  $\sigma_s$  la conductivité superficielle) est droite de pente négative et des résultats pareils ont été visualisés d'après la figure (II.16).

La conductivité superficielle dépend des conditions atmosphériques ambiantes, et après séchage, elle devient presque négligeable. Sous le brouillard, la conductivité superficielle est élevée et plusieurs décharges persistent durant plusieurs heures [20, 47, 51].

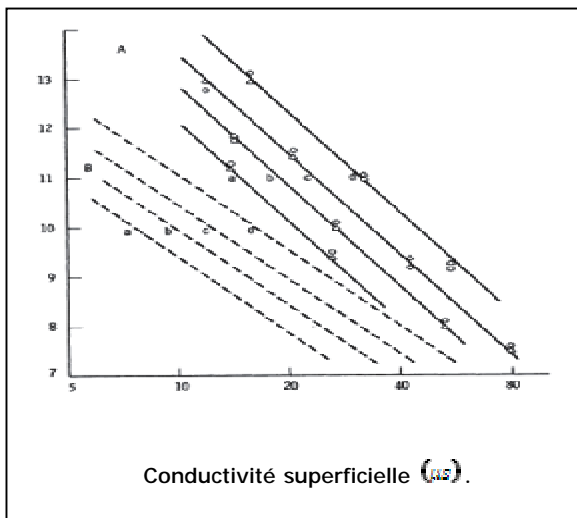


Figure (II.15) : Variation de la tension de claquage en fonction de la conductivité superficielle [47].

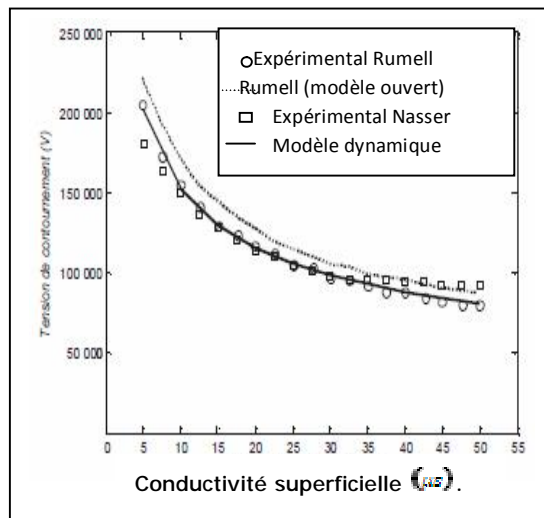


Figure (II.16) : Variation de la tension de claquage en fonction de la conductivité superficielle [51].

### b. Résistivité superficielle

Les résultats des essais trouvés par A. Kawshim et S. Holt montrent que la tension d'apparition de la première décharge glissante dépend surtout de la résistance superficielle du solide isolant [52].

Dans la figure (II.17) ils montrent l'influence de la résistance superficielle sur la tension d'apparition de décharge glissante pour sept matériaux différents (bakélite, verre époxyde, téflon, acrylique, caoutchouc et polyéthylène). La tension d'apparition des décharges superficielles décroît avec la résistance superficielle de l'isolant.

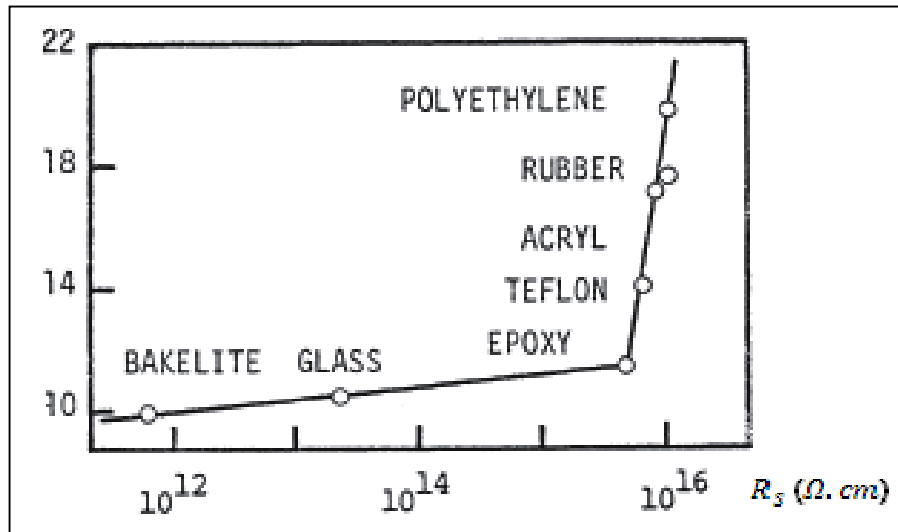


Figure (II.17) : Tension d'apparition des décharges glissantes en fonction de la résistance superficielle du matériau [52].

### c. Conditionnement de l'isolant solide

Pour améliorer la rigidité diélectrique d'un système hybride solide/air, on soumet l'échantillon à un conditionnement afin de supprimer les perturbations de la surface du solide. Le conditionnement s'effectue par augmentation de la tension par palier de  $2 \text{ kV}$  par seconde jusqu'à atteindre  $70\%$  de la tension de claquage qui est maintenue pendant  $15 \text{ min}$  [53]. IL dépend de la tension appliquée, de son amplitude et du temps de conditionnement.

La tenue diélectrique d'une isolation composée solide/air est plus grande quand cette dernière est conditionnée avec une tension alternative qu'avec une tension continue ou de choc. Ceci serait dû au fait que le conditionnement en alternatif réduit l'émission électronique secondaire. [53]

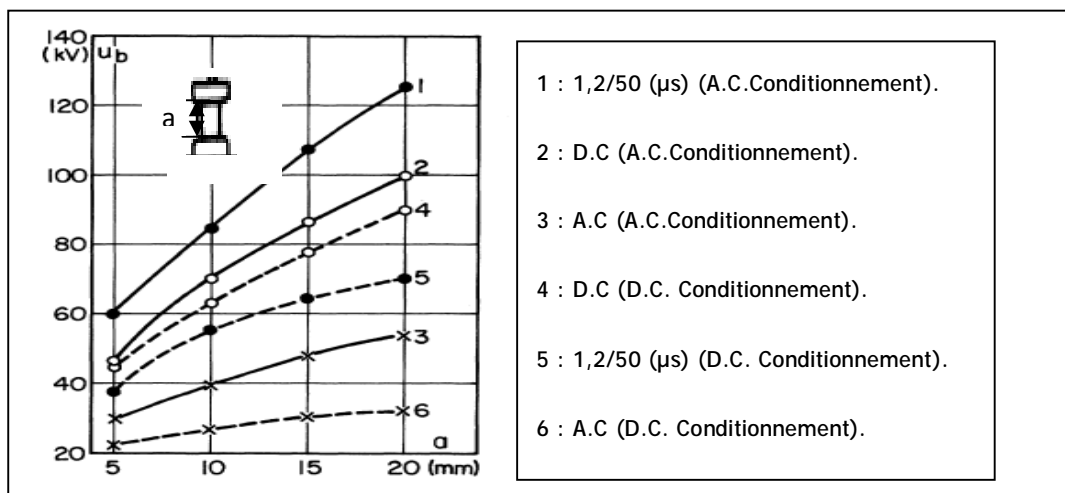


Figure (II.18) : Influence du type de la tension de conditionnement [53].

### II.3.4. Influence de la nature de la tension appliquée sur la rigidité diélectrique de l'isolation composée solide/gaz

Il est tout à fait évident que la tenue diélectrique d'une interface solide/gaz dépend de la nature de la tension du conditionnement et de la nature de la tension appliquée. La figure (II.19) illustre bien que, sous un conditionnement en continu le système est plus rigide quand la tension appliquée est continue. Par contre, sous un conditionnement alternatif, le système est plus rigide quand la tension appliquée est impulsive [53]. On remarque aussi que l'interface solide/gaz est toujours moins rigide en alternatif.

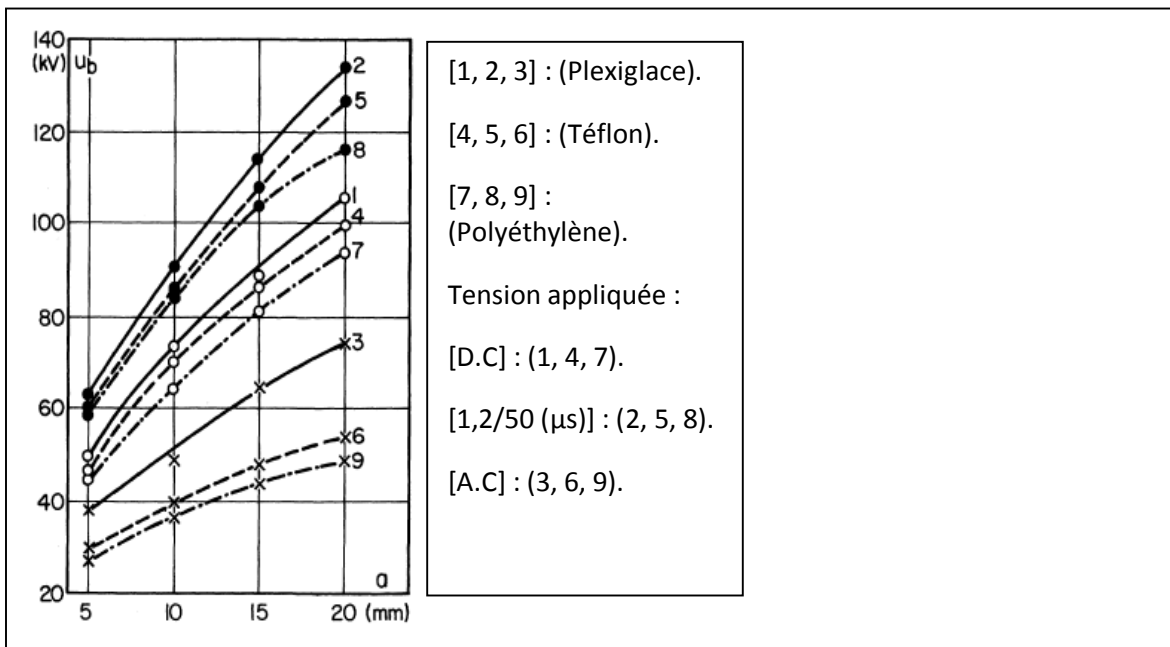


Figure (II.19) : Variation de la tension de décharge sous un conditionnement alternatif [53].

#### v En tension alternative

En alternatif, la fréquence des décharges couronnes augmente avec la fréquence de la tension appliquée.

Pour une tension de fréquence ( $f = \omega/2\pi$ ), la décharge va dépendre des valeurs de  $(\omega/\nu)$  et  $(X_{e,i}/d)$ ,  $\nu$  est la fréquence de collision des électrons sur les neutres,  $X_{e,i}$  est l'amplitude du mouvement des électrons ou des ions dans le champ alternatif [54].

## v En tension continue

### -Pointe négative

Lors d'une décharge les ions positifs accumulés sur la surface de l'isolant exercent une force d'attraction sur les électrons, ce qui diminue leur vitesse en se déplaçant vers l'anode. Ainsi la dynamique des streamers diminue et ils disparaissent si l'attachement l'emporte sur l'ionisation, par conséquent la décharge surfacique s'arrête à une distance de la pointe ou  $\alpha^f - \eta^f = 0$ . On obtient des décharges glissantes plus petites que celles en pointe positive. [54]

### -Pointe positive

La charge d'espace accumulée sur la surface de l'isolant forme un prolongement de la pointe. Le champ créé par ces charges renforce le champ extérieur. On obtient ainsi des décharges glissantes plus longues que celles obtenues en pointe négative. [55]

## II.3.5. Influence des conditions atmosphériques sur la tension de décharge d'une isolation hybride solide/gaz

### A. Humidité

L'influence de l'humidité sur la tenue diélectrique d'une interface solide/gaz est très importante surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme.

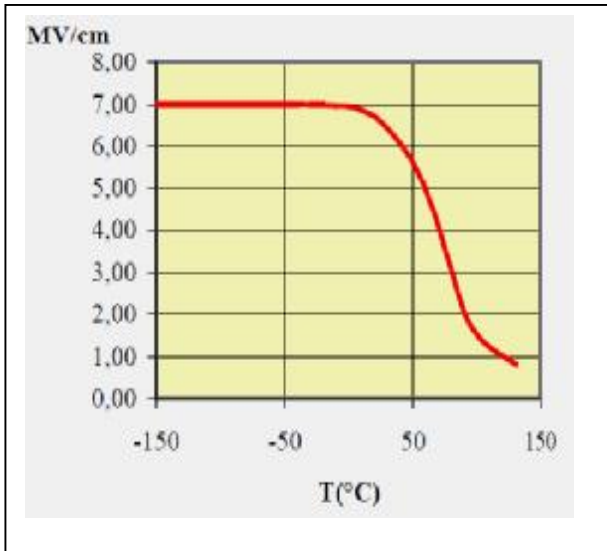
Les résultats des essais trouvés par R. Fournie, montrent bien que la tension d'apparition des décharges superficielles est réduite de 25% quand l'humidité dépasse 75% R.H. D'après Halfield et Kuffel [55], l'humidité améliore la tenue diélectrique de ces interfaces quand elle est de l'ordre de 40% R.H. L'amélioration de la tenue est due au fait que l'humidité favorise le phénomène d'attachement.

### B. Température

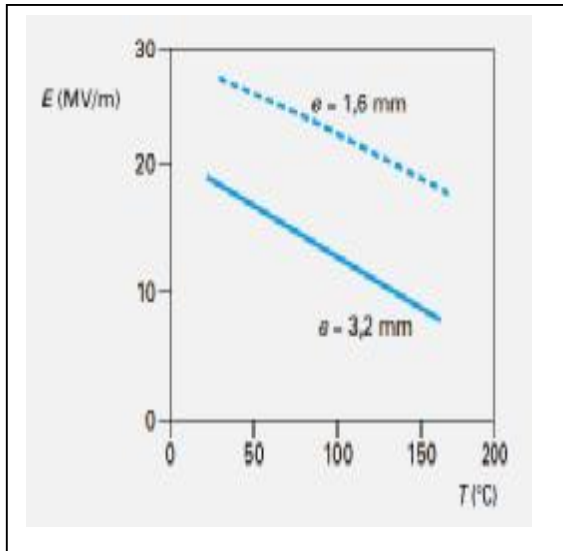
La grande diversité de matériaux utilisés comme isolants solides dans les systèmes solide/gaz ne permet pas de dégager une loi générale sur leur comportement en température.

Généralement, la rigidité diélectriques de ces systèmes augmente avec la température depuis les basses températures jusqu'à l'ambiance (au légèrement au-dessus) et redescend rapidement pour les températures élevées ; figures (II.20) et (II.21).

Dans ces milieux il semble que l'interaction électrons/phonons soit prépondérante : la délocalisation des électrons leur donne une mobilité élevée (accroissement de l'énergie thermique).[56,57]



**Figure (II.20) :** Rigidité diélectrique du polyéthylène en fonction de la température [56]



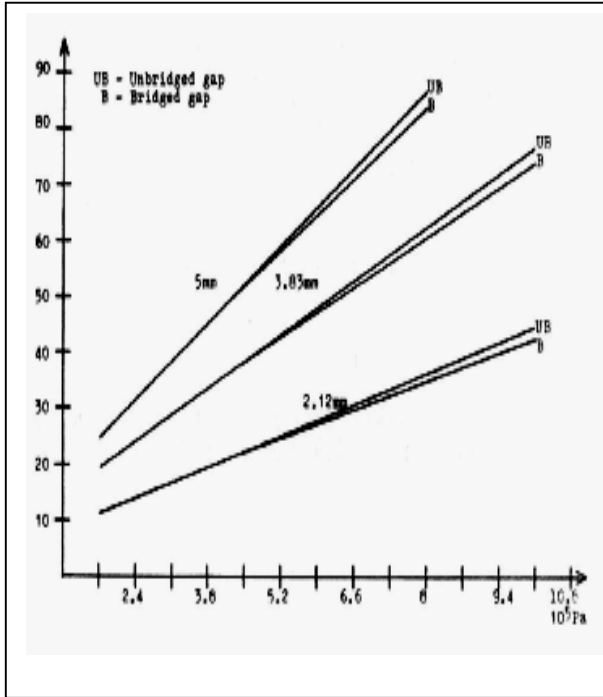
**Figure (II.21) :** Variation de la rigidité diélectrique en fonction de la température pour deux épaisseurs de poly (sulfure de phénylène) [57]

### C. Pression :

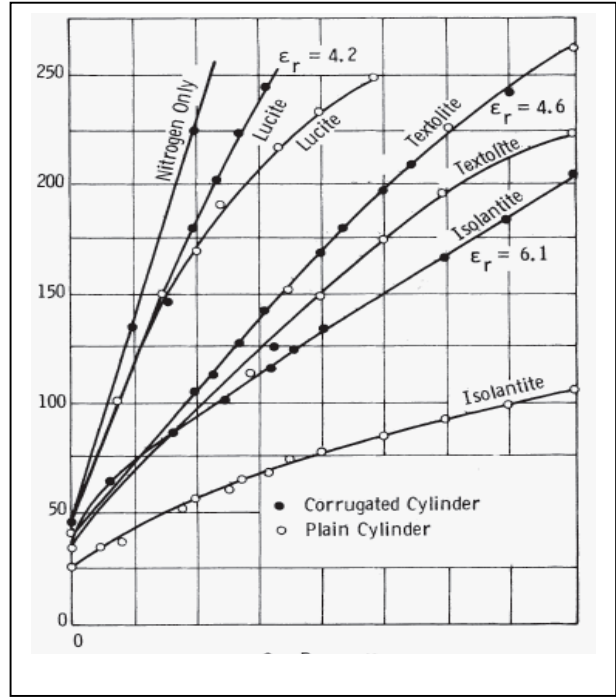
D'après J. Lewis [41] et Y. Goshō, la tenue diélectrique des interfaces solide/gaz augmente avec la pression.

D'après la figure (II.22), la tension disruptive du système composé solide/azote varie linéairement avec la pression de l'azote [41]. On constate que pour les pressions inférieures à  $5,2 * 10^5 Pa$ , l'introduction d'un isolant solide dans l'intervalle n'affecte pas la rigidité diélectrique de ce dernier. Par contre, pour les pressions supérieures à  $5,2 * 10^5 Pa$ , l'isolant solide réduit la rigidité diélectrique de l'intervalle du gaz.

En tension continue J.H.Mason [47], a trouvé pratiquement les mêmes résultats pour des systèmes solide/nitrogène et nitrogène seul, figure (II.23).



**Figure (II.22):** Variation de la tension alternative de claquage en fonction de la pression [41].



**Figure (II.23):** Variation de la tension continue de claquage en fonction de la pression [47].

# CHAPITRE III

## Etude des courants de décharge

### III.1. Introduction

Les courants de décharge de surface présentent une contrainte sévère pour la vie de l'isolation solide. Ils peuvent mener à la dégradation du diélectrique par la transformation progressive de ses propriétés physico-chimiques.[58]

Des explications sur la procédure des décharges peuvent être obtenues via une caractérisation des impulsions du courant de décharge.

Il est possible d'obtenir les caractéristiques du courant de décharge en utilisant des techniques récemment développées, qui permettent une meilleure compréhension de la résistance d'isolation afin d'augmenter et améliorer les performances des systèmes haute tension.

Les impulsions des courants du préclaquage peuvent être enregistrées à l'aide des oscilloscopes à mémoire, l'analyse de ces courants se fait par l'étude de leurs temps de montée, temps de chute et de l'amplitude.

Il existe plusieurs facteurs affectant les courants de décharge à savoir la tension appliquée, l'épaisseur et la permittivité du solide isolant. Généralement les charges de surface associées à la décharge s'évaluent selon le niveau de tension et la polarité, et l'épaisseur du l'isolant solide.

### III.2. Morphologie des décharges de surface

En 1777 Lichtenberg fit une découverte expérimentale qui reste connue de nos jours sous le nom « figures de Lichtenberg » [Lichtenberg 1777]. Les décharges engendrés en approchant des pointes conductrices à haute tension d'une plaque isolante couverte de poussière du soufre forment des empreintes caractéristiques (figure III.1)[59,57]. Elles ont suscités un grand intérêt chez beaucoup de physiciens, non seulement parce que leurs formes diverses offrent l'un des beaux spectacles de la nature, mais aussi elles ont initiés à la découverte des décharges électriques et quelles sont susceptibles de présenter une dimension fractale et une distribution des charges surfaciques pour les deux polarités [60, 61].

Pederson [37, 60] 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 [60] ont proposé une interprétation physique de leur mécanisme de formation, basées 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 [4, 60].

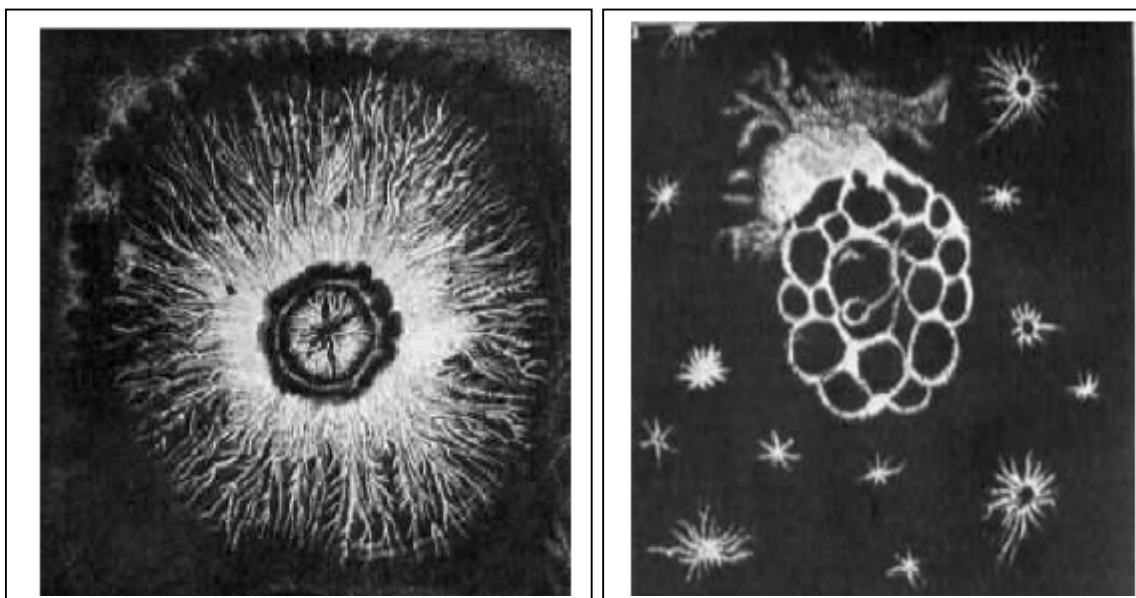


Fig. (III.1) : Figure originale de LICHTENBERG [60]

Les techniques photographiques ont par la suite été utilisées par plusieurs auteurs pour caractériser les décharges [4,60]. L'une de ces techniques consiste à placer du papier photographique dans un isolant émergé dans un gaz ou liquide diélectrique et de développer le contenu en utilisant des techniques ordinaires après avoir soumis la structure à une décharge électrique ; La technique des figures de poudres 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 offrent beaucoup d'informations utiles à la caractérisation des décharges et ont largement contribué à la compréhension des phénomènes liés aux figures de Lichtenberg.

Avec les avancées des techniques de mesure notamment l'amélioration de la résolution spatiale et temporelle des systèmes optiques, l'étude des décharges surfaciques a connu une progression importante durant ces trois dernières décennies. La technique d'ombroscopie est parmi les plus utilisées [62, 60, 59]. Elle consiste à éclairer la cellule d'essai 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.

Cependant des caméras vidéos placées en dehors du faisceau lumineux permettent d'obtenir des images par diffraction. D'autres techniques plus ou moins récentes

permettent d'observer des décharges surfaciques sur un matériau solide en présence du gaz sous pression. Les figures (III.2) et (III.3) montrent quelques exemples de décharges surfaciques [59, 52].

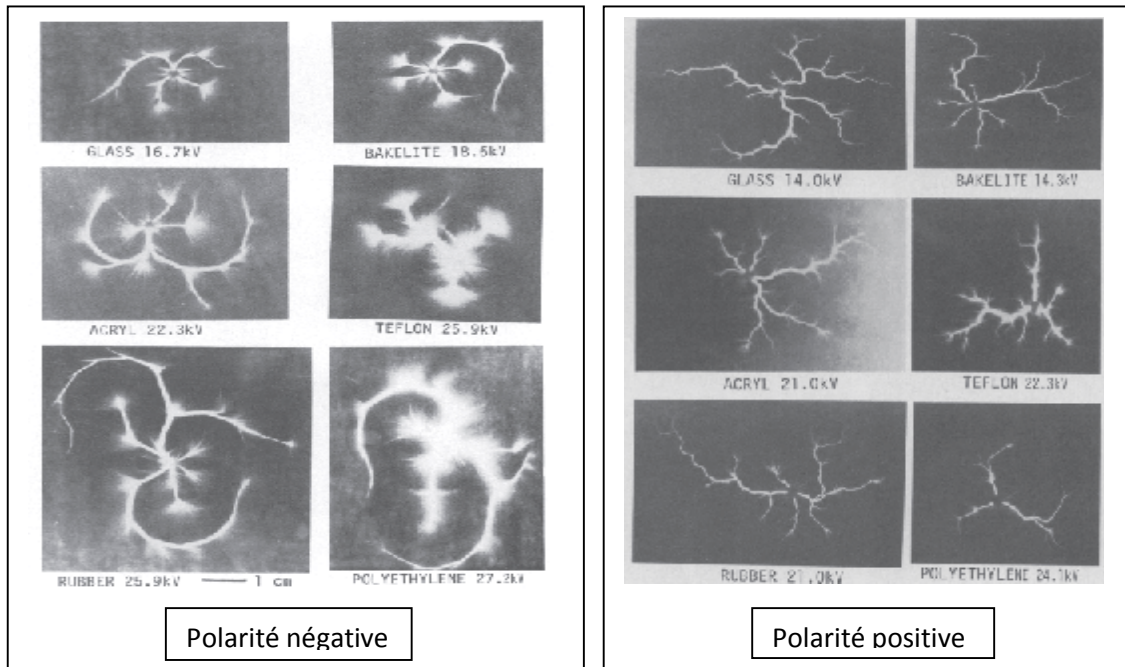


Fig. (III.2): Figures de Lichtenberg pour différents isolants solides [52]

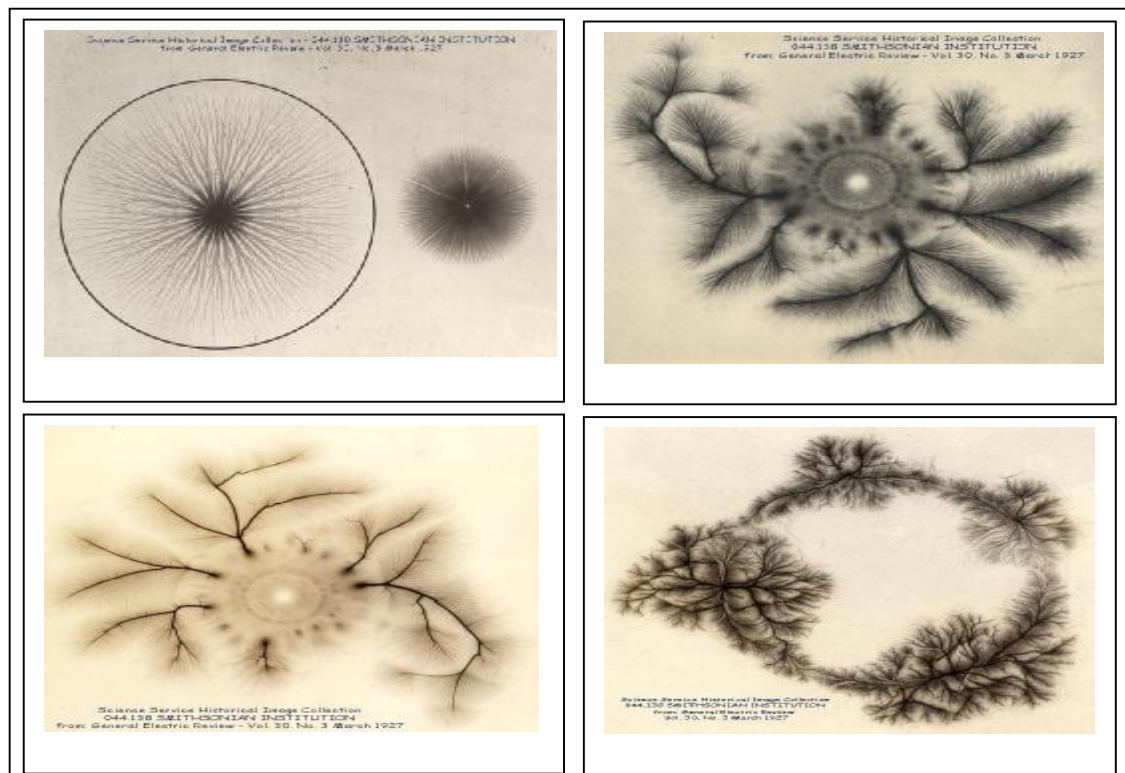


Fig.(III.3) : figures de Lichtenberg pour différents systèmes d'électrodes[59]  
 (a) : électrodes pointes (b)et (c) : sphériques (d) : hémisphériques

Les décharges glissantes sous tension alternative ne sont pas radiales. Elles sont similaires à celles observées sous tension continue. Quelques exemples représentatifs sont illustrés par les figures (III.2) et (III.3). Leur développement n'était ni symétrique ni aussi radial, cette forme est beaucoup plus visualisée dans les décharges sous tension impulsionnelle. [63]

Ces décharges présentent une forme d'arborescence avec plusieurs branches concentrées autour de la pointe.

Les déviations du chemin des canaux streamers positifs vers la direction radiale étaient dues à l'influence de la charge résiduelle négative extérieure posée sur l'isolation solide par les décharges négatives précédentes.[54],[64]

Ainsi, l'isolation influe fortement sur les décharges glissantes après l'apparition des streamers, le phénomène de photo ionisation augmente la probabilité de créer de nouvelles avalanches secondaires. Quand les avalanches se développent, elles créent des jonctions entre elles de forme streamers (filaments) avec différentes branches.[58]

Un mécanisme indépendant de la nature de diélectrique conduisant au développement des décharges en surface de ce matériau, auxquelles est associée un courant impulsionnel croissant avec la tension [61]. Des clichés de ces décharges ont permis alors d'estimer la longueur de propagation des décharges en surface de l'isolant figure (III.4). Les décharges apparaissent sur les clichés sous forme des disques lumineux homogènes (accumulation sur deux seconde de temps d'exposition), le mécanisme de dépôt de charge en surface de l'isolant force une répartition homogène des décharges filamenteuses successives sur la surface de l'isolant à partir du point triple gaz/(métal) pointe métallique / isolant [62 ;57]. Comme il a été évoqué dans la littérature précédente, le premier à visualiser des décharges de surface fut Lichtenberg [5 ; 57 ; 61] qui par réaction des charges électriques déposées, une poudre réactive solide de l'isolant fut en mesure de délimiter la propagation des charges positives et négatives. Beaucoup plus tard, Toepler [5 ; 57 ; 61] a également réalisé des observations sur des décharges se développant sur un diélectrique plat placé entre deux systèmes d'électrodes pointe-plan. Il a réussi avec l'apport de deux lois empiriques en cours d'utilisation appelées première et seconde lois de Toepler :

- La première loi décrit l'évolution de rayon de propagation ( $r_d$ ) (disque lumineux d'apparence homogène) en fonction de la tension appliquée (signal pulsé ou négatif) jusqu'à une valeur de tension  $V_{crit}$ ,

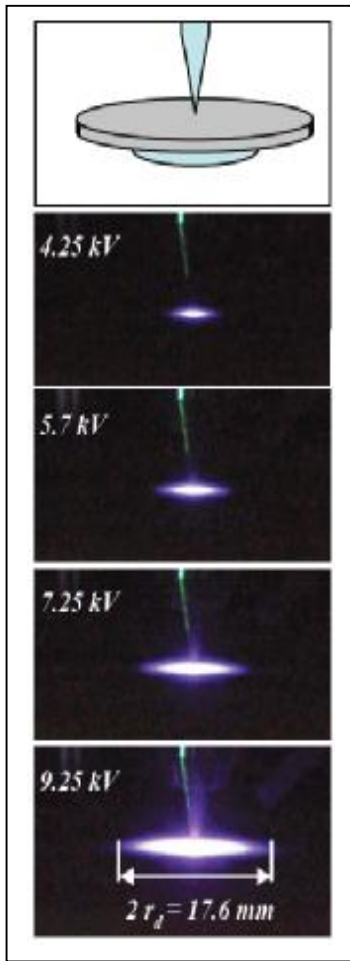


Fig. (III.4) : Décharge de surface à tension croissante [59] (2 seconde d'exposition)

et ce indépendamment de la nature du diélectrique

de décharge, puisque la

la tension seuil  $V_{seuil} = k \cdot r_d$  est la tension

est la tension seuil

et  $k$  une constante

électrique et dépendant

de la tension appliquée.

on calcule, en pointe

pointe négative,

ce fait qu'une décharge

se produit à un niveau de tension donnée.

concerne la valeur critique

critique  $V_{crit}$  à partir de laquelle la décharge se

produit de façon

est décrite par la première loi. Par contre, cette tension dépend des caractéristiques diélectriques du matériau puisque la relation est de type  $V_{crit} = k' \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \epsilon_r}$  où  $\epsilon$  est l'épaisseur de matériau et  $\epsilon_r$  sa permittivité relative. L'influence de la polarité de la tension est moins forte puisque  $k'$  prendra respectivement les valeurs 110 et 119 pour la pointe positive et négative [57; 61].

- Exemples de figures de Lichtenberg « naturelles »

Jusqu'ici la plupart des images présentées sur les figures de Lichtenberg sont celles des laboratoires puisqu'elles ont été obtenues grâce à des dispositifs mis en place par des expérimentateurs. Mais les figures de Lichtenberg ne sont pas réservées aux physiciens. De nombreuses études médicales sur les séquelles de la foudre traitent de lésions cutanées, comme sur la figure (III.5) extrait de livre « Doit-on craindre la foudre ? » de Christian Bouqueneau [59]:

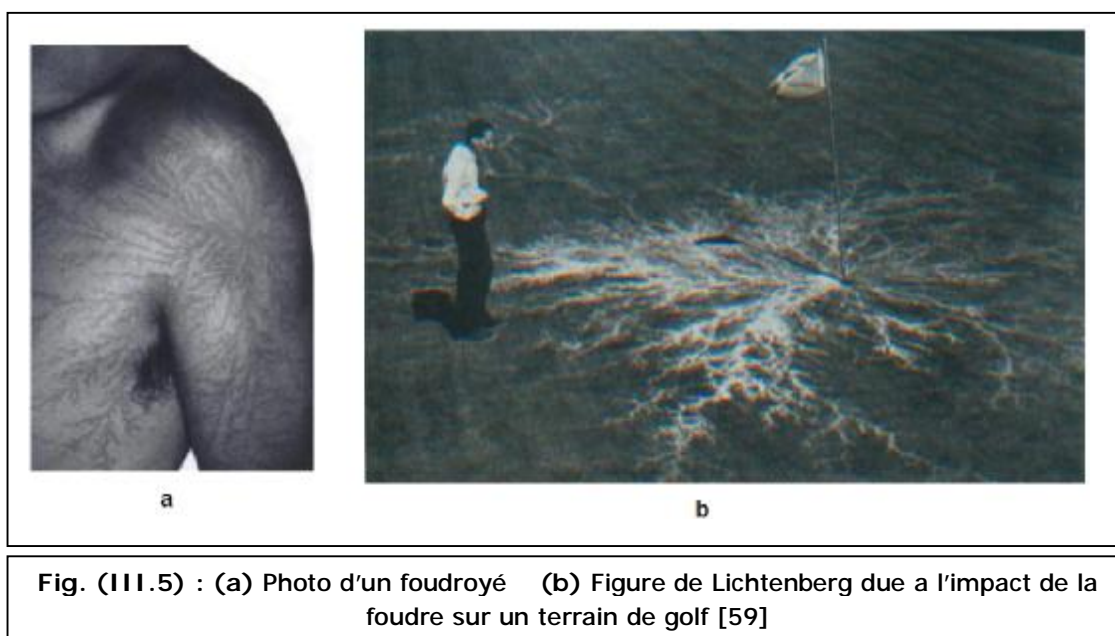


Fig. (III.5) : (a) Photo d'un foudroyé (b) Figure de Lichtenberg due à l'impact de la foudre sur un terrain de golf [59]

Nous l'aurons bien compris, la propagation d'une décharge en surface représente une part non négligeable dans son développement. L'étude de ses caractéristiques (densité de charges, vitesse de propagation, polarité des charges et les impulsions de courants associées.....) a suscité l'étude de techniques expérimentales dédiées que nous n'avons pas toutes présentées ici. Nous avons choisi de nous cantonner à ce qui peut être en rapport avec l'objectif de notre démarche expérimentale, à savoir : la caractérisation des impulsions de courant de décharge.

### III.3. Les courants de préclaquage dans les décharges surfaciques

Pour une même tension, les impulsions du courant de préclaquage sont moins nombreuses et leurs amplitudes sont plus grandes dans chaque alternance positive que dans l'alternance négative. Les impulsions du courant apparaissent dans le premier cadran de chaque demi cycle positif et négatif [5 ; 58].

Le nombre et l'amplitude des impulsions augmentent avec la tension appliquée. L'augmentation de la tension fait élargir la période d'activité ; elle est définie comme étant le temps entre l'apparition de la première impulsion et l'extinction de la dernière impulsion pendant une alternance [5, 58].

Les impulsions du courant de préclaquage sont de nature intermittente cela est due à l'accumulation puis la disparition de la charge sur l'isolant solide.

En effet la charge qui s'accumule à la surface du solide réduit la force du champ électrique appliqué et la décharge s'éteint [58]. Avec l'augmentation de la tension l'intensité du champ augmentera et une nouvelle décharge apparaîtra.

Alors que lorsque la tension diminue après sa valeur crête (partie(2) de l'alternance), les impulsions vont graduellement disparaître sous l'effet de la charge d'espace jusqu'à ce que la tension reprenne sa croissance après son passage par zéro. Ceci explique la non apparition ou du moins le nombre très réduit de décharges pendant la phase de décroissance de la tension. [5][58]

La grandeur d'impulsion varie dans un intervalle large. C'est pour cette raison qu'il est très intéressant d'étudier les impulsions du courant ayants de grandes amplitudes pour chaque valeur de la tension appliquée. Ces impulsions sont caractérisées par leur amplitude, charges associées, temps de montée et temps de chute selon la tension appliquée, la nature et l'épaisseur de l'isolant solide.

#### III.4. Formes des impulsions du courant de décharge

La figure (II.2) montre la forme du courant de décharge avec ses deux composantes distinctes :

-La composante capacitive du courant qui due principalement à la présence de solide diélectrique entre les deux électrodes qui se comporte comme un condensateur ou capacité. Ce courant est proportionnel à la tension appliquée avec laquelle il est déphasé de  $\frac{\pi}{2}$ .

$$I_c = -C \cdot \frac{dV}{dt}$$

Où  $C$  : capacité du solide isolant.

-La composante impulsionnelle du courant (courant actif) qui est due aux décharges à la surface de l'isolant solide. Les impulsions de courant sont moins nombreuses mais elles ont une amplitude plus grande en alternance positive qu'en alternance négative.

Ces impulsions sont une succession de micro décharges dans l'espace inter électrode. La durée de chaque impulsion est très courte, de l'ordre de la micro seconde. Elles n'ont lieu que lors des phases vers l'extremum de chaque alternance du signal appliqué aux anodes. De plus, pour chaque inversion du signal, le signe des pics du courant s'inverse.

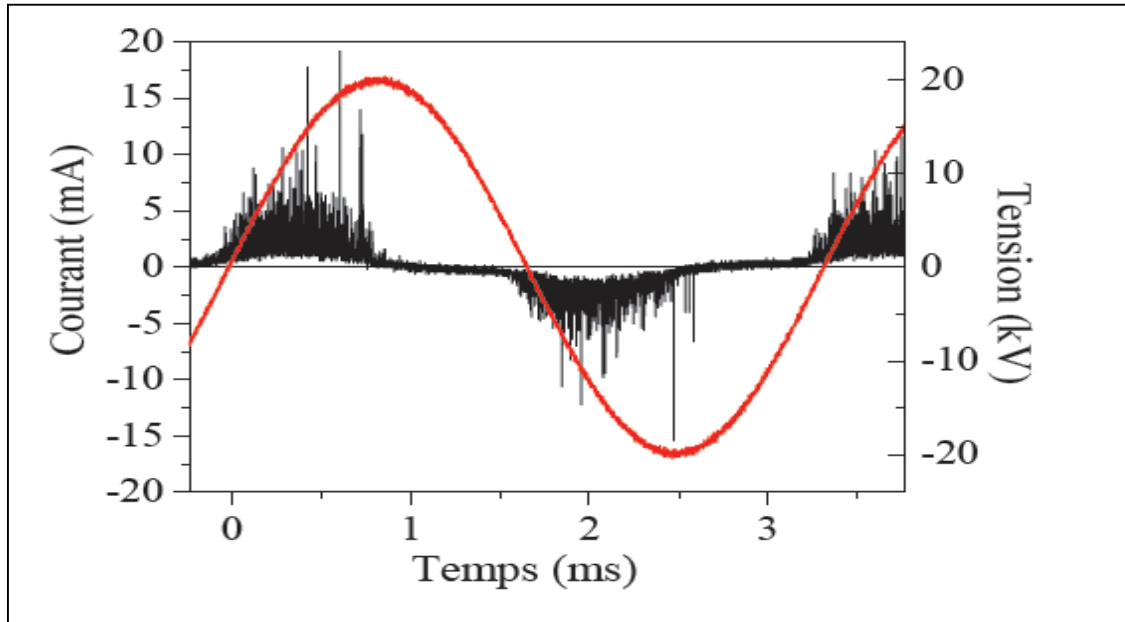


Figure (III.6) : Courbe du courant de décharge et de la tension en fonction du temps  $U = 20 \text{ kV}$  et  $f = 300 \text{ Hz}$  [65].

Labergue [53] a montré que les impulsions positives sont majoritairement dues au plasma établi sur la surface supérieure du solide diélectrique (côté HT), les impulsions négatives étant quant à elle dues au plasma sur la face inférieure (côté masse).

La figure (III.7) représente la forme des impulsions du courant positive et négative. Pour une même tension, l'amplitude des impulsions positives est plus grande que celle des impulsions négatives [5 ; 66].

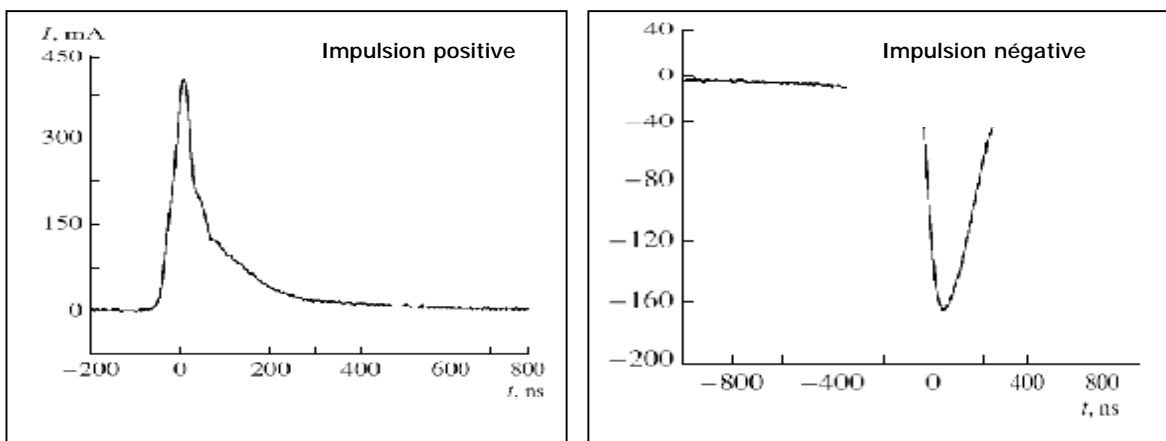


Figure (III.7) : Impulsions de courant de décharge sous tension alternative [66].

On peut noter à partir des diagrammes représentés sur les figures (III.8) et (III.9), qu'il existe une différence entre les impulsions du courant de décharge pour les deux types de décharges volumique et surfacique.

La densité des micro-décharges est beaucoup plus importante pour une décharge de surface parce qu'elle se produit sur toute la longueur des électrodes ; ces dernières sont étalées sur toute la surface diélectrique. Toutefois, dans le cas de l'électrode pointe, l'amplitude des impulsions d'autant plus supérieure, le courant dépassant 80 mA pour certaines impulsions. En outre, il n'y a pas de micro-décharges dans l'alternance négative dans le cas d'une décharge de volume, puisque, une décharge de surface se produit sur une plus grande surface, l'effet « mémoire » de cette dernière est plus important et donc la décharge est plus facilement initiée à l'alternance suivante [67].

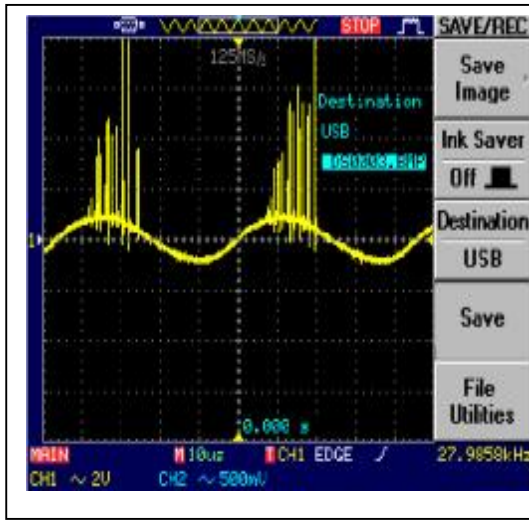


Fig.(III.8) : Courant de décharge de volume [67]

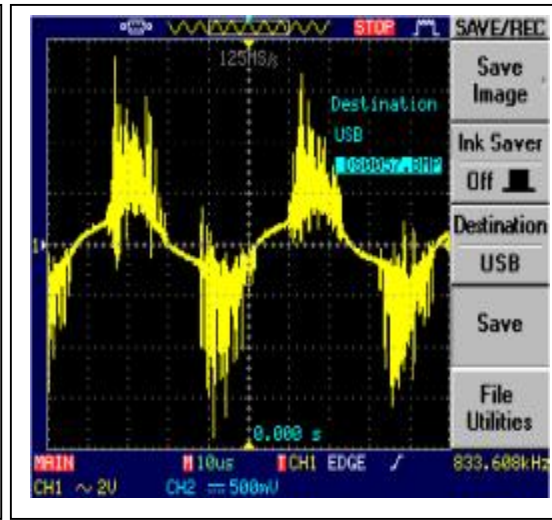


Fig.(III.9) : Courant de décharge de surface [67]

### III.5. Temps de montée et de descente d'une impulsion du courant de décharge

Le temps de montée moyen des impulsions positives est supérieur à celui des impulsions négatives (fig.III.7) et le tableau ci-dessus ; alors que la durée totale moyenne de l'impulsion est la même pour les deux polarités. [5], [66].

	Impulsions positives	Impulsions négatives
Temps de montée moyen $T_m$ (µs)	0,07	0,04
Temps de descente moyen $T_d$ (µs)	0,93	0,97
Durée totale moyenne $T_r$ ( $T_m + T_d$ )	1,01	1,01

Tableau (II.1) : Temps de montée moyen et de descente d'une impulsion de courant de décharge [5].

Le temps de montée dans toutes les impulsions est toujours inférieur au temps de chute. Ceci peut être expliqué par le fait que le temps de montée des impulsions correspond à la mobilité des électrons qui est beaucoup plus supérieure à celle des ions positifs qui sont à l'origine du temps de chute [5],[58],[68], en plus de la faible mobilité de ces ions, ils sont ralentis par la charge qui s'accumule à la surface du diélectrique solide.

En polarité positive, les impulsions du courant de décharge caractérisent les streamers, qui se propagent plus rapidement sur la surface de l'isolation solide que dans l'air en raison de la photo ionisation et de la photoémission du diélectrique. Quant à la polarité négative. Les impulsions de trichel caractérisent le régime diffus.[69]

## II.6. Paramètres influençant les courants de décharge

### A. Influence de la tension sur le courant maximal de la décharge

La figure (III.10) montre le courant maximal de décharge en polarité positive et négative pour des échantillons de SAN avec 3 mm d'épaisseur.

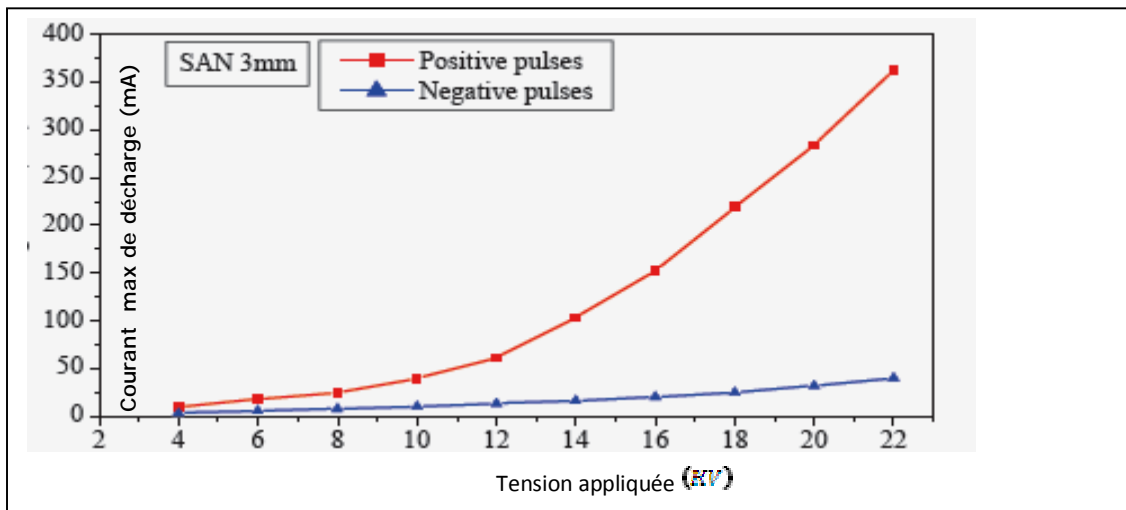


Figure (III.10) : Courant de décharge maximal en fonction de la tension pour une plaque de SAN de 3 mm d'épaisseur [58].

D'après la figure (III.10) on constate que l'intensité du courant augmente avec la tension appliquée pour les deux polarités, mais celle des impulsions positives croît rapidement et plus grandement. Alors que l'intensité des impulsions du courant négatives varie relativement moins en fonction de la tension. Les streamers positifs se développent sur des distances plus longues que celles des streamers négatifs ce qui a été avoué dans la théorie précédente.

Nous pouvons conclure qu'aux décharges longs correspond le plus grand courant dont les effets sur la surface diélectrique seront plus dangereuses.[5][58]

### B. Influence de l'épaisseur diélectrique sur le courant maximal de décharge

L'importance des impulsions diminue quasiment avec l'augmentation de l'épaisseur diélectrique pour les deux polarités, mais la diminution est moins importante pour les impulsions négatives suivant les indications de figure (III.11). Ceci montre que les décharges persistent pour de plus grandes épaisseurs dans la polarité négative, qui pourra expliquer pourquoi les décharges sont apparues à des plus basses tensions avec la polarité négative.[58]

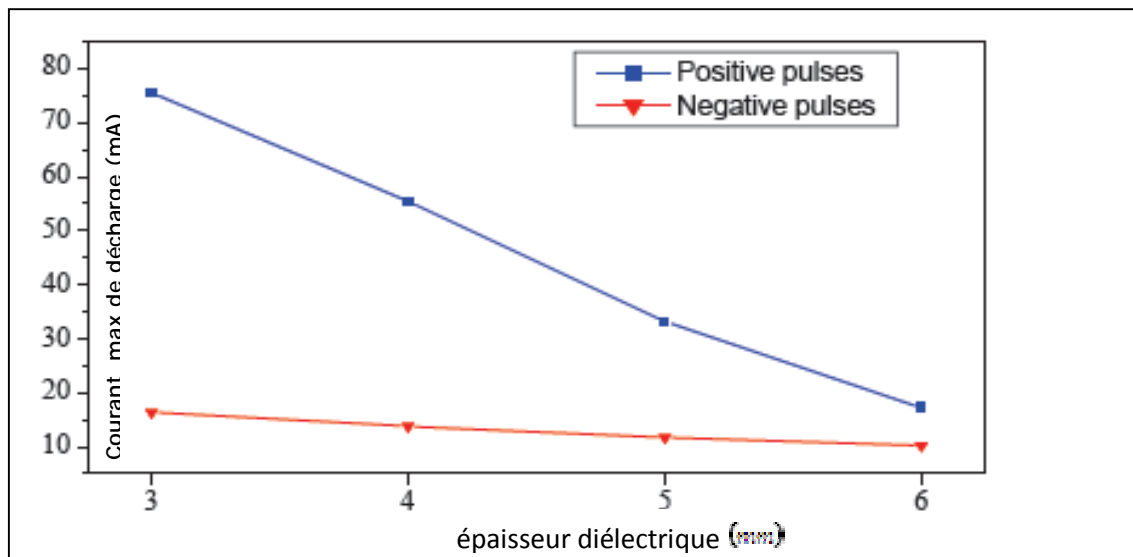


Figure (III.11) : Influence de l'épaisseur diélectrique sur le courant maximal de décharge [58].

### C. Influence de la permittivité diélectrique sur le courant maximal de décharge

Les impulsions du courant de deux diélectriques ayant une même épaisseur avec des constantes diélectriques différentes ont été comparés : le verre et le SAN transparent dont les constantes diélectriques 6 et 3 respectivement. Pour une même tension appliquée, la grandeur des impulsions est beaucoup plus grande pour le diélectrique possédant une permittivité diélectrique la plus élevée figure (III.12). [58]

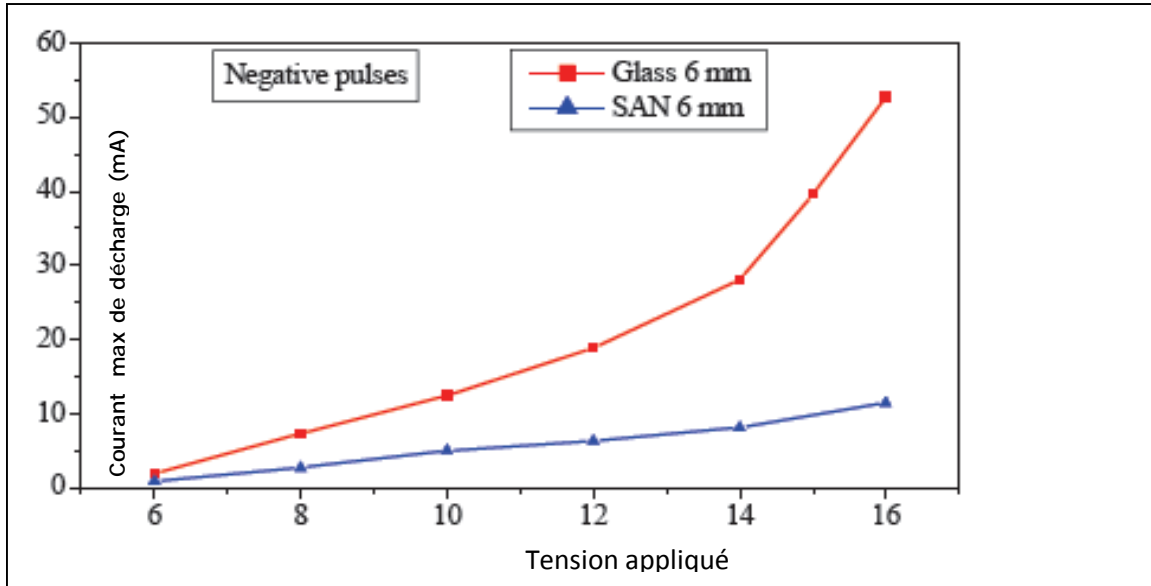


Figure (III.12) : influence de la permittivité diélectrique sur le courant maximal de décharge [58].

#### D. Influence de l'insertion d'une couche d'air entre l'électrode point et le solide diélectrique sur le courant maximal de décharge

La figure (III.13) montre que l'amplitude des impulsions négatives augmente avec la tension appliquée dans le cas d'un intervalle sans couche d'air (diélectrique seul), tandis que les impulsions du courant sont pratiquement faibles et constantes quand un espace d'air a été inséré.

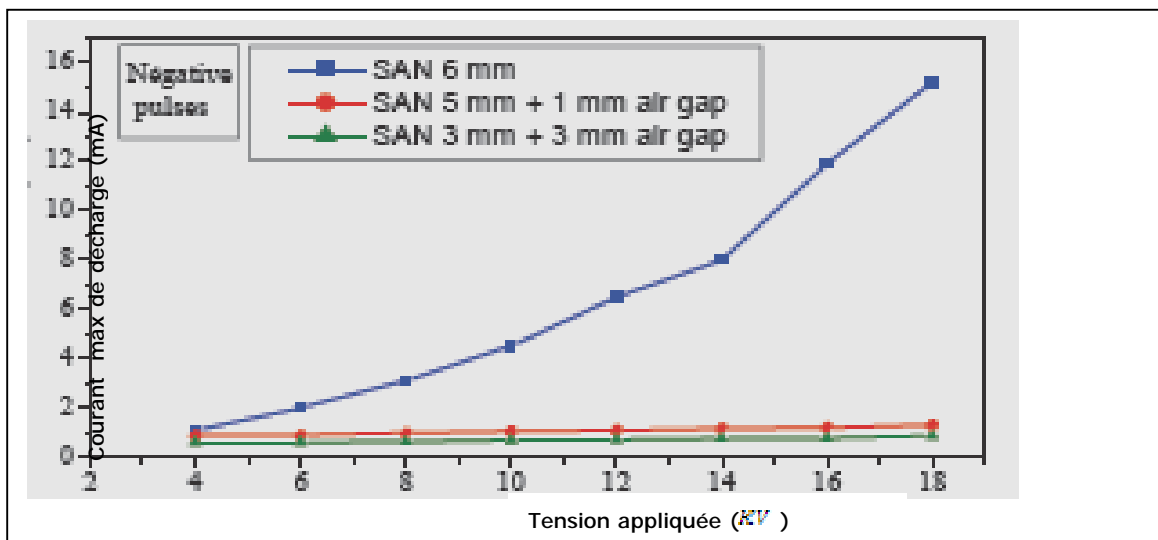


Figure (III.13) : Influence d'une couche d'air insérée entre l'électrode point et le diélectrique solide pour une polarité négative. [58]

Pour la polarité positive, l'intensité des impulsions augmentent avec la tension appliquée et quand l'épaisseur de la couche d'air augmente pour chacun des trois cas représentés sur la figure (III.14).

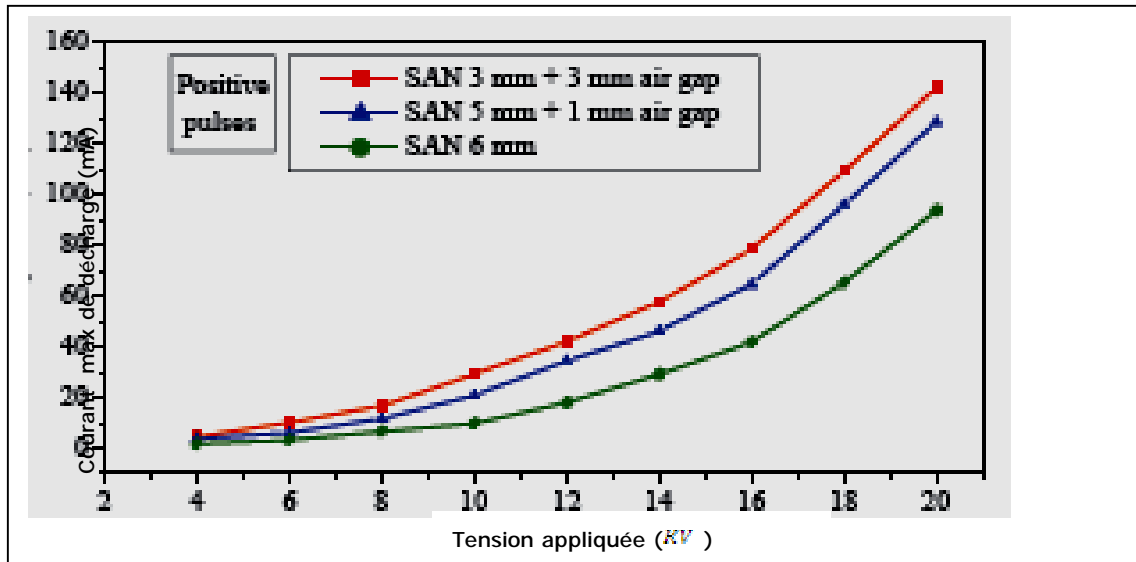


Figure (III.14) : Influence d'une couche d'air insérée entre l'électrode point et le diélectrique solide pour une polarité négative. [58]

Pour la polarité négative, la charge déposée par la décharge sur la plaque diélectrique crée un champ local qui s'oppose au champ appliqué et mène à l'annulation de la décharge. Le champ électrique est également réduit par l'accumulation des ions négatifs constitués par l'attachement des électrons libres aux molécules de l'oxygène, qui sont électronégatives. [5, 58]

### III.7. La charge associée à la décharge de surface

La charge de surface diélectrique a toujours une influence sur le claquage de l'isolation électrique soumise à des champs électriques élevés [58]. Les modifications chimiques menées par les décharges sur la surface diélectrique dépendent de la charge produite [70].

Plusieurs méthodes ont été employées pour obtenir la charge de surface. Une méthode indirecte dite méthode d'intégration a été employée pour obtenir la charge liée à une impulsion du courant. Comme l'intensité du courant est définie comme étant la quantité de charges parcourant un circuit par unité de temps, la charge liée à une impulsion du courant est calculée comme suit :

$$Q = \int_{T_i}^{T_f} I(t) \cdot dt$$

Avec  $(T_f - T_i)$  : durée d'une impulsion.

La figure (III.14) montre la variation de la charge d'impulsion positive en fonction de la tension appliquée pour différentes épaisseurs diélectriques dont on constate que la charge est proportionnelle au carré de la tension ( $U^2$ ).

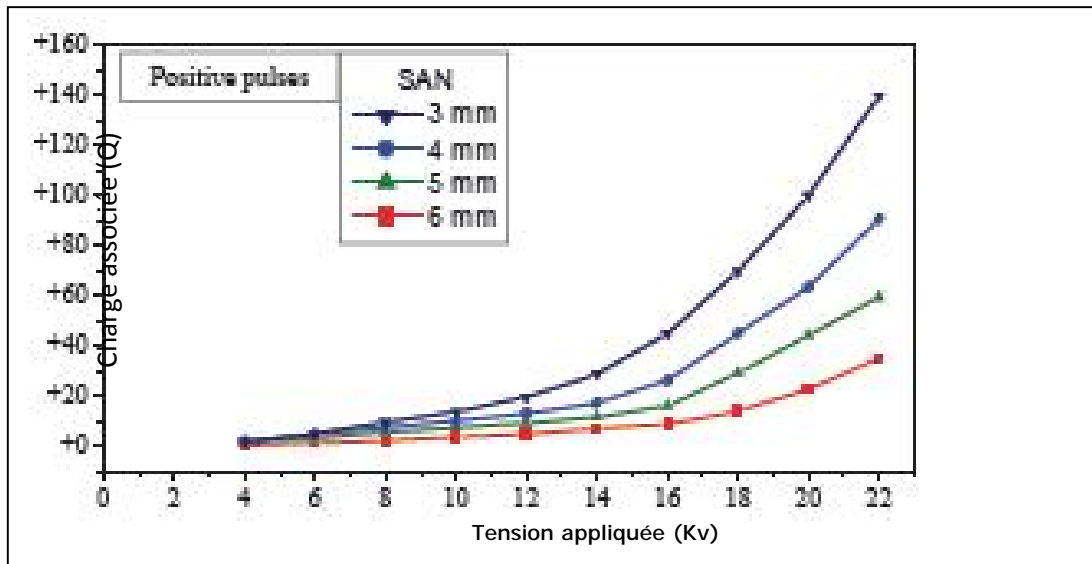


Figure (III.15) : La charge associée aux impulsions du courant. [58]

Les enregistrements du courant trouvés par M.L.Coulibaly [71] avec des échantillons en verre de 2 mm d'épaisseur sont constitués de plusieurs pics d'impulsions. L'amplitude de ces pics ainsi que la charge augmentent avec la tension appliquée quelque soit la polarité de la tension ; figures (III.16) et (III.17). Les impulsions présentent une amplitude plus grande au début de la mesure avant de s'atténuer au bout de quelques microsecondes.

Dans certains cas, des impulsions négatives ont été constatées dans le cas d'une tension positive et vice versa. Ce phénomène pourrait s'expliquer par l'accumulation des charges d'espace du signe contraire à la tension, comme expliquer dans les paragraphes précédents, à la surface de l'isolant solide. Dans le cas de mélange des gaz, les courants sont également constitués de pics d'impulsions successives qui peuvent être assimilés à une propagation de la décharge par bond. Des résultats rapportés par H. Okubo *et al* [60,71] montrent une bonne concordance entre les impulsions et de lumière dans les mélanges  $SF_6 - N_2$  à teneurs égales confirmant ainsi la propagation par sauts dans ces derniers.

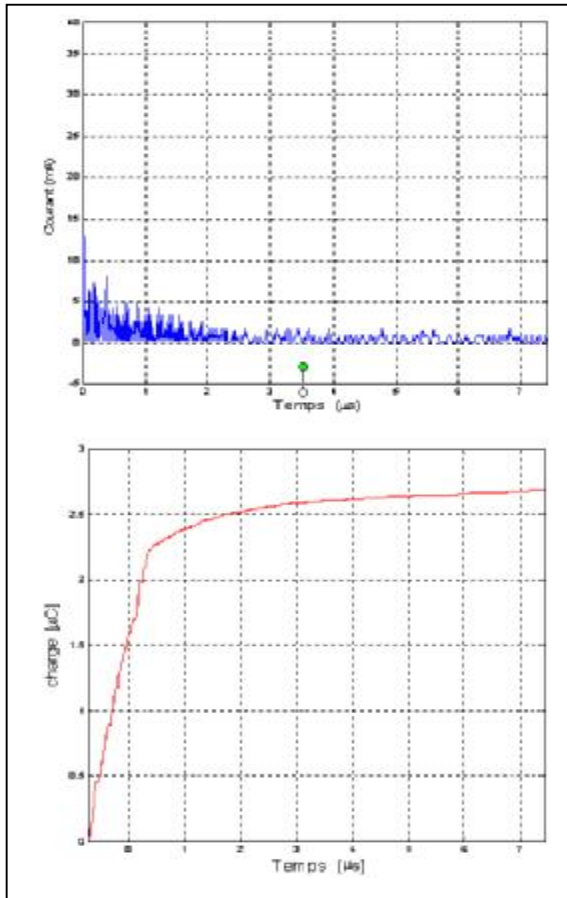


Fig. (III.16) : Courant et charge électrique pour une tension de 18 Kv en polarité positive sur une interface verre/SF<sub>6</sub> à 1.6 bar [71]

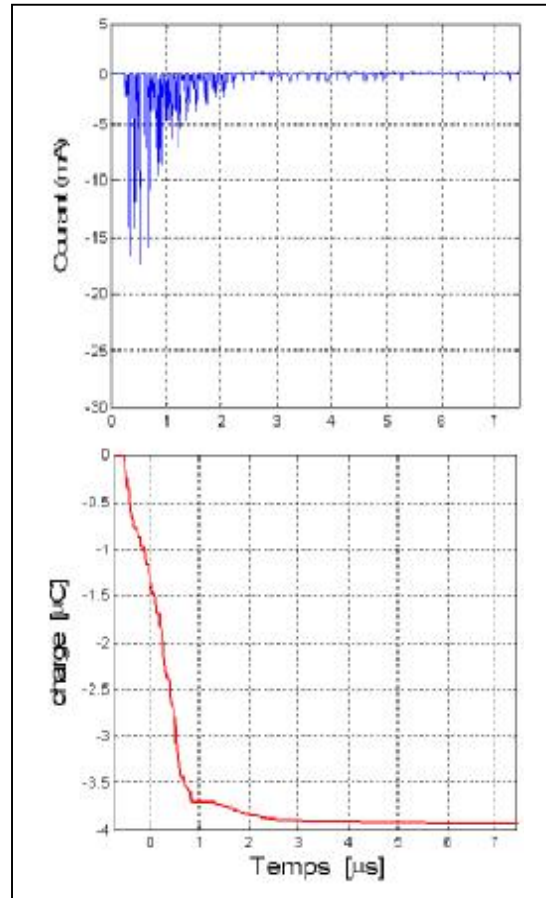


Fig. (III.17) : Courant et charge électrique pour une tension de 18 Kv en polarité négative sur une interface verre/SF<sub>6</sub> à 1.6 bar [71]

La charge croit quasi-linéairement pendant que l'épaisseur diélectrique diminue. La variation de la charge par rapport à la tension appliquée et l'épaisseur diélectrique peut être interpréter comme suit :

Quand une impulsion du courant est enregistrée, la décharge correspondante se développe avec une longueur  $L$  sur la surface diélectrique dont l'épaisseur est  $d$ . La capacité diélectrique à l'endroit où la décharge se produit est proportionnelle au degré de cette décharge [71 ; 58] :

$$C = K_1 \cdot \frac{L}{d}$$

La longueur de la décharge est proportionnelle à la tension appliquée, donc nous pouvons écrire :

$$C = K_1 \cdot \frac{K_2}{d} \cdot U$$

Nous savons également que la charge est égale au produit de la tension et de la capacité :

$$Q = C \cdot U$$

Puis, la charge en fonction de la tension appliquée et l'épaisseur diélectrique peut être

$$\text{exprimée comme suit : } Q = K_1 \cdot K_2 \cdot \frac{U^2}{d}$$

$$\text{D'où : } Q = K \cdot \frac{U^2}{d}$$

### III.8. Longueur finale $L_f$ des décharges surfaciques

Les caractéristiques des décharges glissantes dépendent de la nature de l'isolant solide et de type de gaz (ou mélange) et de sa pression, de l'amplitude et de polarité de la tension, et de la composition du mélange. En présence d'un gaz ou mélange donné, la longueur finale de la décharge  $L_f$  augmente quasi-linéairement avec la tension et décroît lorsque la pression augmente, figures (III.18) et (III.19) [60; 72].  $L_f$  est plus courte dans le SF<sub>6</sub> que dans le CO<sub>2</sub> ou le N<sub>2</sub>. Aussi pour une tension et une pression données,  $L_f$  est plus élevée en polarité positive qu'en polarité négative figure (III.20). La tension d'apparition des décharges est plus élevée en polarité négative figure (III.21). L'augmentation du pourcentage de SF<sub>6</sub> dans un mélange SF<sub>6</sub>-CO<sub>2</sub> provoque une diminution considérable de la longueur finale des décharges, ce qui est d'une grande importance pour le dimensionnement de l'appareillage à isolation gazeuse [60, 71, 72].

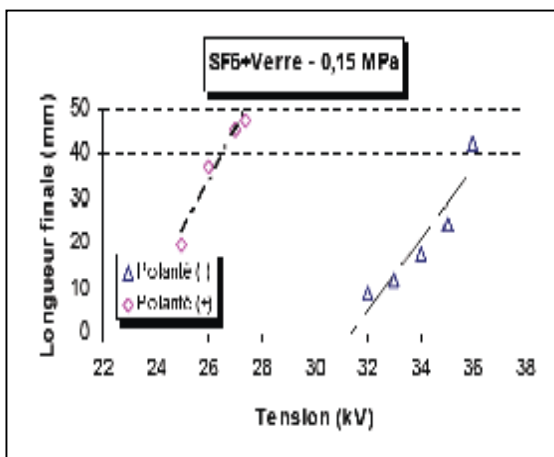


Fig.(III.18) : Evolution de la longueur finale des décharges surfaciques en fonction de la tension dans le SF<sub>6</sub> pour les deux polarités [72]

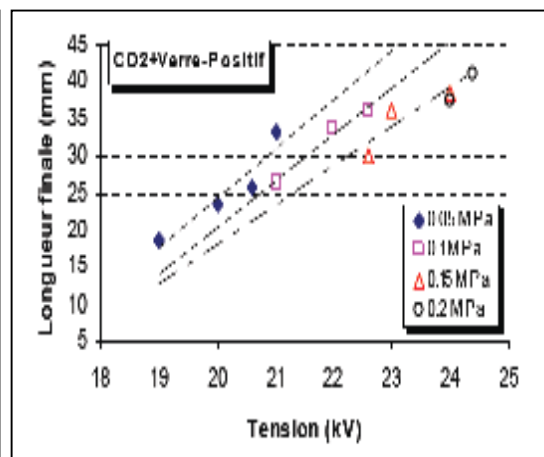


Fig.(III.19) : Evolution de la longueur finale des décharges surfaciques en fonction de la tension dans le CO<sub>2</sub> pour différentes pressions [72]

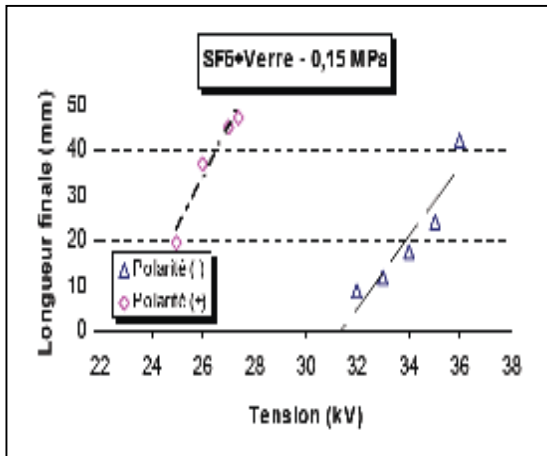


Fig. (III.20) : Evolution de la longueur finale des décharges surfaciques en fonction de la tension dans le SF<sub>6</sub> pour les deux polarités [71]

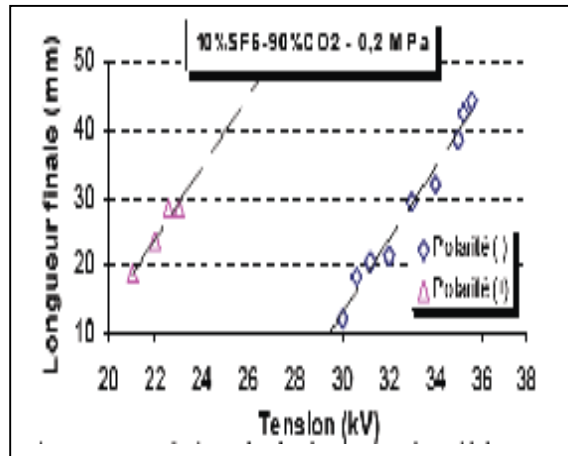


Fig. (III.21) : Evolution de la longueur finale des décharges surfaciques en fonction de la tension dans le mélange SF<sub>6</sub> et CO<sub>2</sub> pour les deux polarités [71]

En outre, la tension d'initiation ainsi que la longueur finale des décharges sont tributaires du type de matériau utilisé. Les résultats présentés sur la figure (III.22) révèlent que la constante diélectrique ( $\epsilon_r$ ) des matériaux a une influence considérable sur la tension de génération des décharges indépendamment du type de gaz [60]. Le renforcement du champ au voisinage de la pointe est d'autant plus important que la différence entre la constante diélectrique du matériau et celle du gaz est grande. Plus la constante diélectrique du matériau est faible (matériau peu polaire), plus le matériau est susceptible d'être un bon isolant.

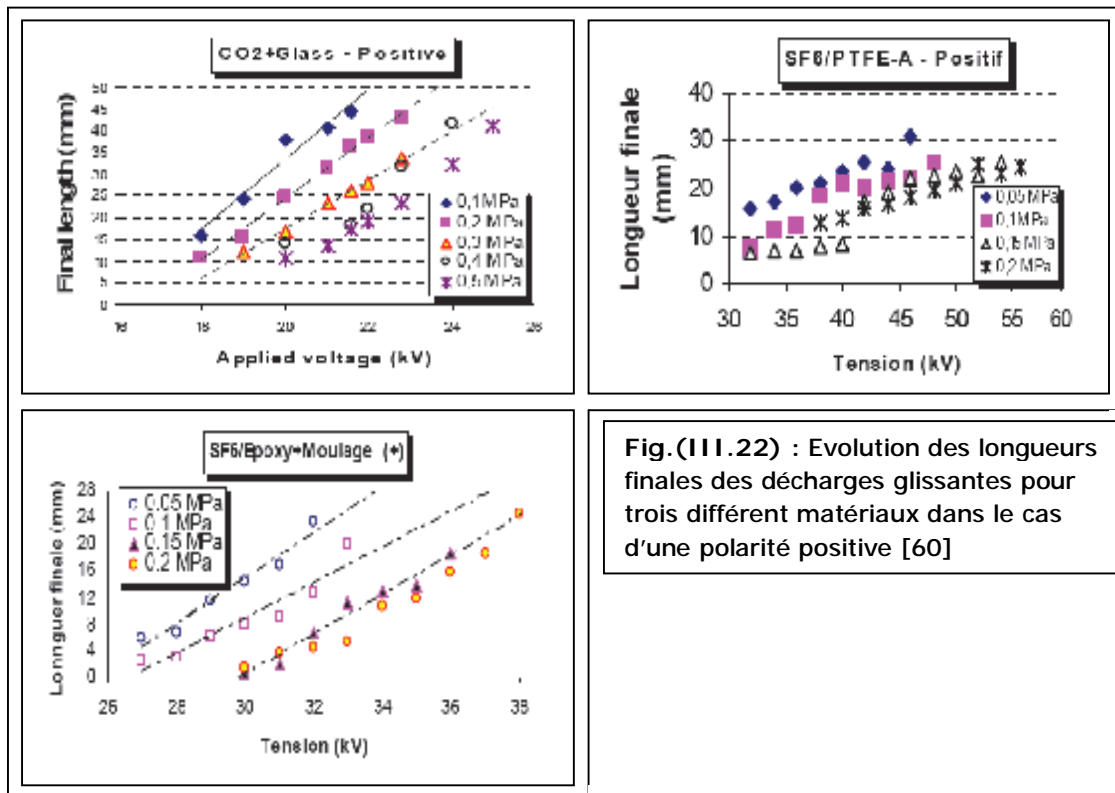


Fig. (III.22) : Evolution des longueurs finales des décharges glissantes pour trois différents matériaux dans le cas d'une polarité positive [60]

L'épaisseur ( $e$ ) du matériau isolant influence énormément sur la longueur finale des décharges. Plus, l'épaisseur ( $e$ ) de l'isolant augmente plus la capacité du condensateur constituée par l'isolant inséré entre les systèmes d'électrodes diminue. En conséquence,  $L_f$  diminue et la tension de contournement augmente, figure (III.23)[60,71]. Pour un matériau et une épaisseur donnée, L'augmentation de la tension provoque une augmentation de la longueur finale de la décharge ainsi que du courant et de la charge associés.

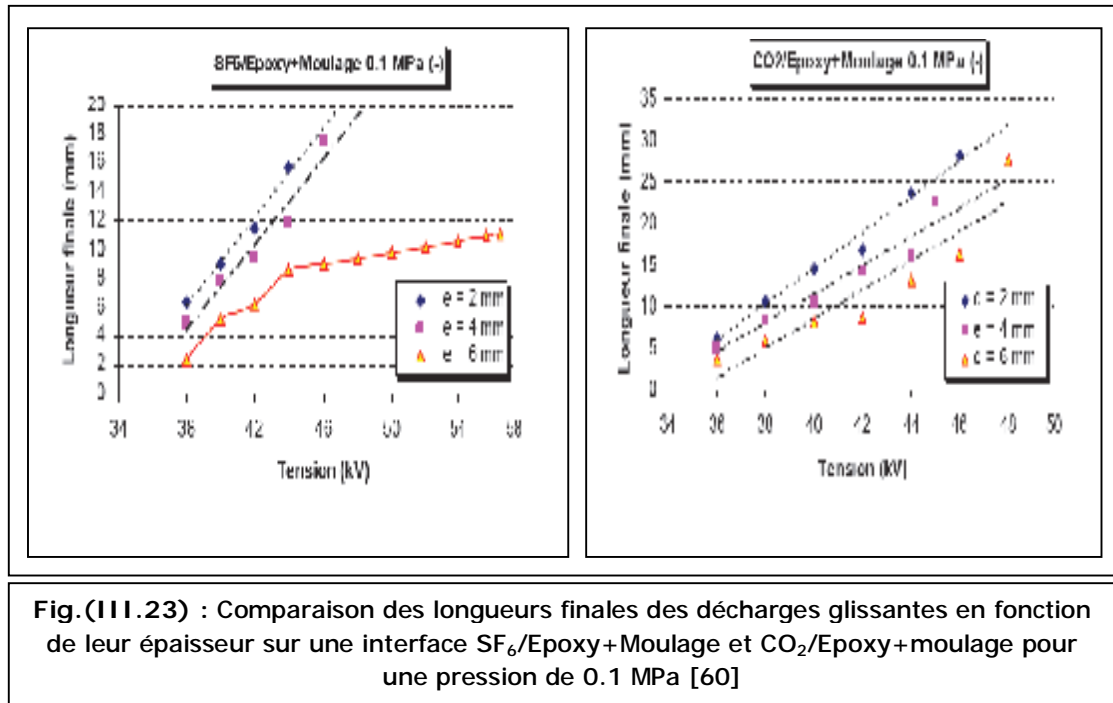
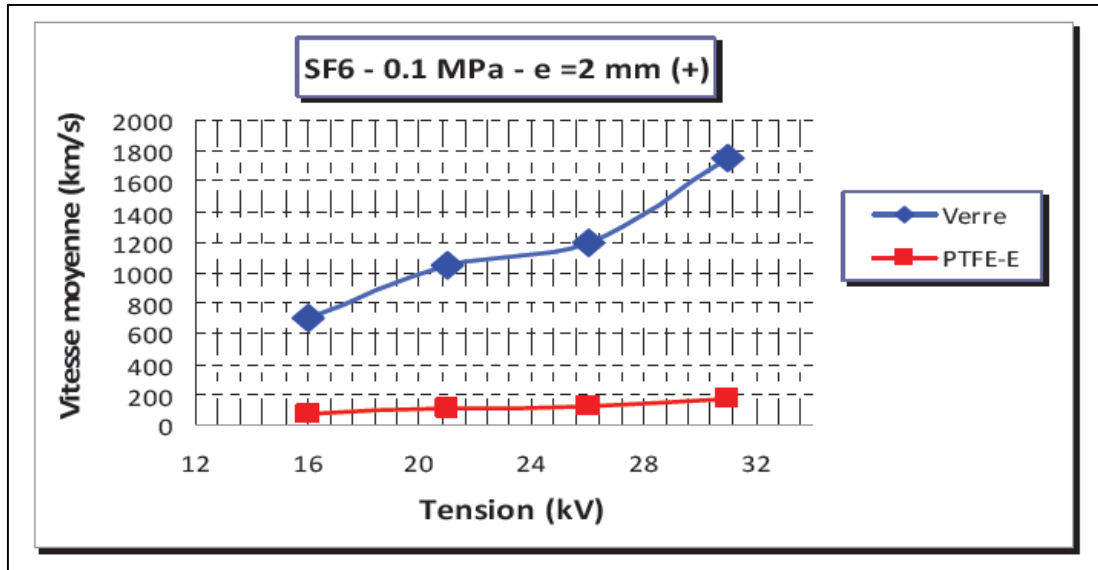


Fig.(III.23) : Comparaison des longueurs finales des décharges glissantes en fonction de leur épaisseur sur une interface SF<sub>6</sub>/Epoxy+Moulage et CO<sub>2</sub>/Epoxy+moulage pour une pression de 0.1 MPa [60]

### III.9. Vitesse moyenne des décharges de surface

La vitesse moyenne de propagation des décharges peut être estimée à partir de la longueur finale  $L_f$  et le temps de propagation  $T_f$  des décharges ( $V = L_f / T_f$ ).  $T_f$  est le temps final correspondant approximativement à l'arrêt de la propagation de la décharge. La figure (III.24) montre une évolution de la vitesse des décharges sur deux matériaux différents (Verre et PTFE) en présence de SF<sub>6</sub>. Les vitesses obtenues sont de l'ordre de 108 cm/s. [60]

D'autre part, une propagation plus rapide sur le verre par rapport au PTFE a été observée, ce qui indique que la vitesse dépend du type de matériau.



**Fig. III.24.** Évolution de la vitesse moyenne des décharges en fonction de la tension positive appliquée pour le verre et le PTFE de 2 mm d'épaisseur en présence de SF<sub>6</sub> sous une pression de 0.1 MPa [60]

Cela pourrait s'expliquer par la différence entre la rigidité diélectrique (champ critique, permittivité relative etc.) ainsi que le potentiel d'ionisation des deux matériaux. Plus le potentiel d'ionisation du matériau est faible, plus les décharges ont tendance à se propager plus rapidement à sa surface. En effet, le potentiel d'ionisation du PTFE (9,8 eV) est supérieur à celui du verre (5 à 6 eV). [60, 72]

# CHAPITRE IV

## Partie expérimentale

## IV.1. Installation d'essai et préparation des échantillons

### IV.1.1. Introduction

Tout matériel électrique est exposé à différents types de contraintes: électriques, mécaniques, thermiques et environnementales. Dans notre travail, nous nous intéressons plus particulièrement aux contraintes électriques. Selon l'intensité du champ électrique aux différents points (ou zones) de la structure isolante considérée (solide/air), des décharges partielles peuvent prendre naissance à la surface ou dans le volume de la structure (en général dans des défauts) et conduire au contournement ou au claquage respectivement. L'issue peut être fatale pour l'installation. Aussi et malgré les progrès énormes de modélisation et les outils de simulation disponibles actuellement et qui ont permis de faire des économies considérables en temps et en essais expérimentaux, des validations et données expérimentales sont nécessaires avant la finalisation d'un produit (matériel).

Généralement, les caractéristiques fondamentales des isolants solides sont déterminées par leurs structures intrinsèques, mais les phénomènes superficiels sont intimement dépendants aux conditions de l'interface [73].

A l'instar des autres polymères, le poly méthacrylate de méthyle *PMMA* présente par rapport aux isolants classiques, l'opportunité de posséder des propriétés mécaniques meilleures, une faible mouillabilité, d'être plus légers et une facilité de sa mise en œuvre [73, 74]. Néanmoins, ils présentent l'inconvénient d'être plus agressés sous l'action des décharges glissantes qui ont pour conséquence, la dégradation progressive de surfaces isolantes [73].

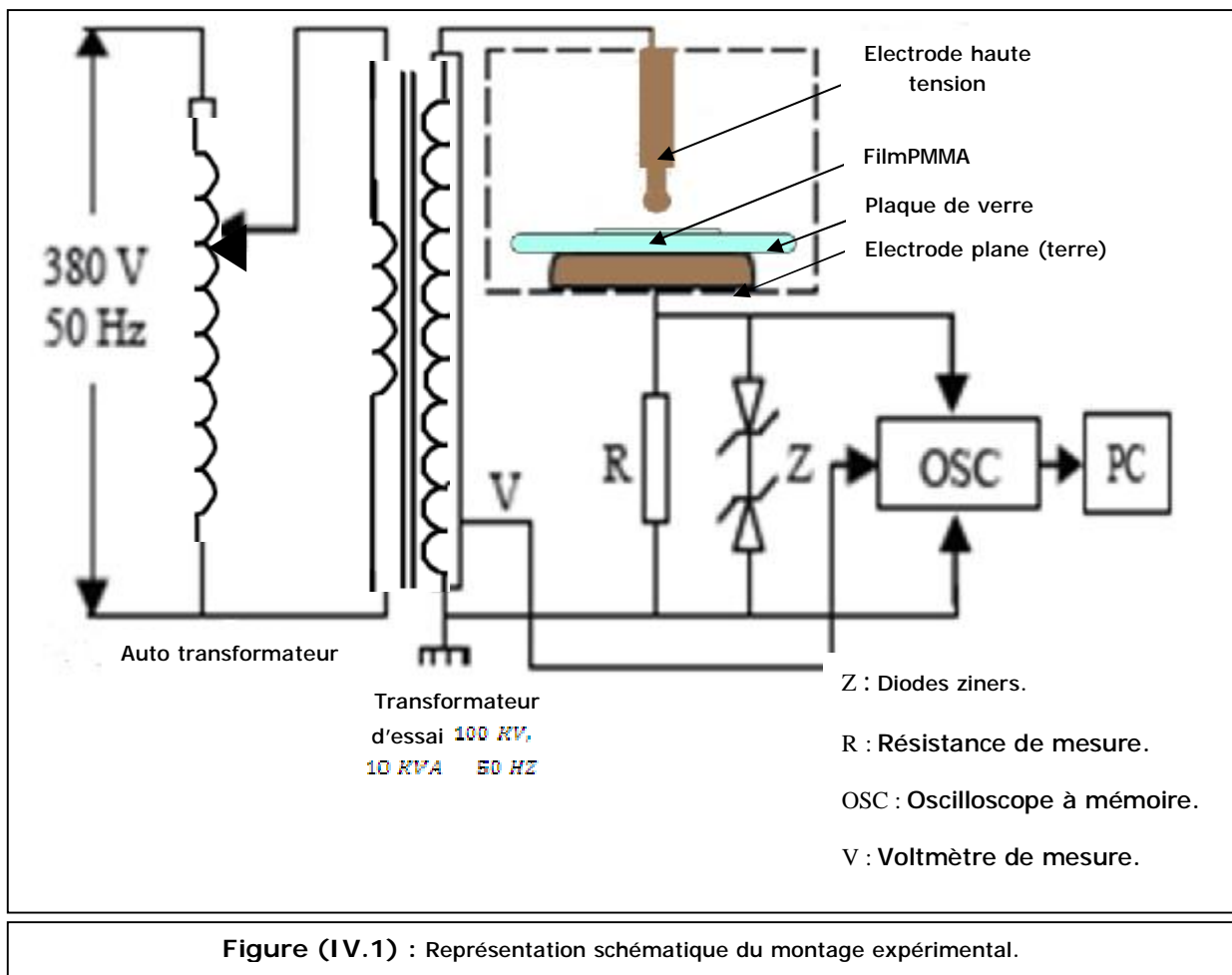
Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental utilisé dans notre étude pour l'analyse des courants de décharge se développant aux interfaces solide (PMMA)/air. L'influence de certains paramètres sur la tension d'apparition et le développement des courants de préclaquage est étudiée.

### IV.1.2 : Montage expérimentale

Le schéma d'installation expérimentale réalisée pour nos essais est représenté sur la figure (IV.1). La maquette d'essai, contient une structure isolante composée (*air/PMMA*), une configuration sphère-plan est utilisée. Les décharges surfaciques ont été obtenues en faisant varier la tension d'alimentation d'un transformateur d'essai, dont les caractéristiques sont les suivantes : 100kV, 50Hz, 10kVA. La variation de la tension se fait à l'aide d'un autotransformateur se trouvant au niveau d'un pupitre de commande.

L'électrode sphérique a été reliée à la haute tension et l'électrode plane à la masse via une résistance de mesure  $R$ . Cette résistance est utilisée pour mesurer les courants de préclaquage, dont la valeur est de  $930 \Omega$ .

Pour chaque niveau de tension, un échantillon différent est utilisé. Les impulsions de courant de décharge superficielle ont été visualisées à l'aide d'un oscilloscope à mémoire connecté aux bornes de la résistance de mesure  $R$ ; L'oscilloscope est de type HAMEG HM1507, avec une bande passante de 150MHz et un taux d'échantillonnage de 200 MS/s. Les données enregistrées ont été transmises à un ordinateur via une interface RS232 pour traitement et analyse.



### IV.1.3 : Système d'électrodes

Le système d'électrodes utilisé est le système sphère-plan. L'état de surface de ces électrodes est contrôlé ; celles-ci sont traitées par la limaille (parcelles du métal détachées lors de limage) afin de rendre leurs surfaces beaucoup plus polies dès qu'une dissymétrie ou dépôt, susceptible de modifier le champ inter électrodes, est détectée.

La configuration sphère-plan est utilisée généralement pour se placer dans les conditions de champs non uniformes.

-L'électrode plane a la forme d'un disque plan en acier chromé dont les bords sont arrondis ce qui élimine les effets de bord. Ce disque a un diamètre de  $5\text{ cm}$  et une épaisseur de  $1\text{ cm}$ . Cette dernière est reliée à la terre via une résistance de mesure  $R$ .

-Pour ce qui est de l'électrode sphère dont sa matière est le cuivre, elle a une hauteur de  $13.6\text{ cm}$  avec un rayon de  $0,72\text{ cm}$  relié à la borne haute tension du transformateur.

La figure (III.2) illustre la configuration des électrodes utilisées dans cette étude.

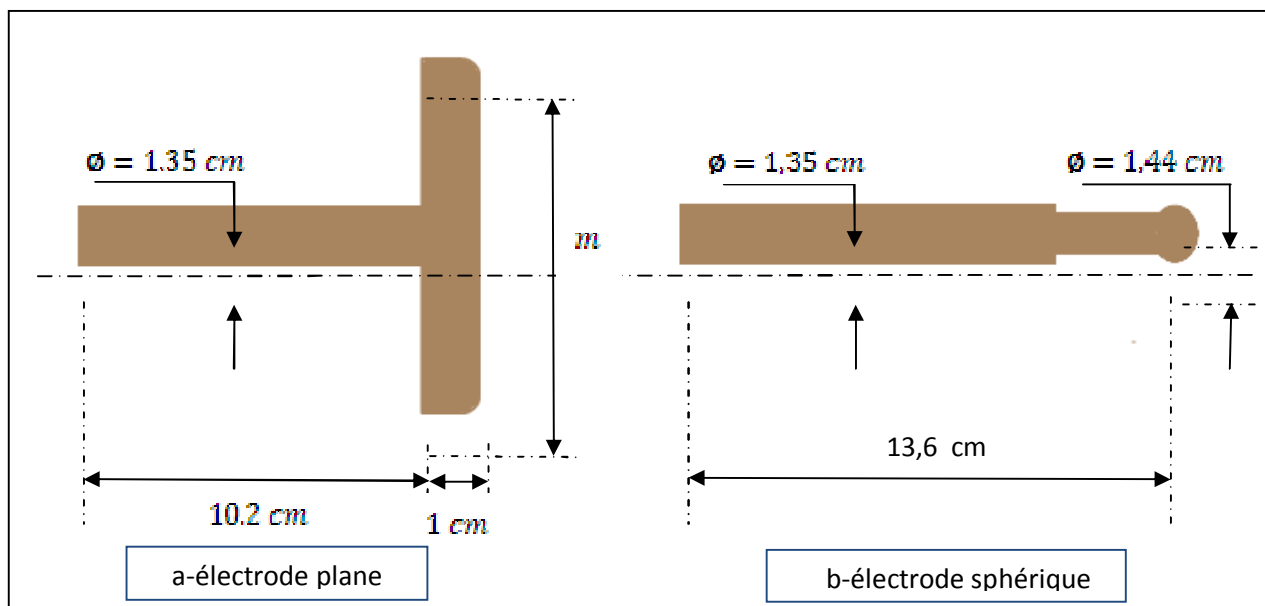


Figure (IV.2) : Configuration du système d'électrodes utilisées.

#### IV.1.4. Echantillons utilisés

##### IV.1.4.1. Description générale du polyméthacrylate de méthyle

Le **PMMA** a été inventé par Bradel à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle. Le poly méthacrylate de méthyle (souvent abrégé en **PMMA**, de l'anglais Poly Méthacrylate de Méthyle) est un thermoplastique transparent à structure amorphe dont le monomère est le méthacrylate de méthyle (**PMAM**). Ce polymère est plus connu sous son nom commercial de plexiglas (nom déposé) mais aussi sous les noms de plastique acrylique, Perspex, Limacryl, Vitroflex, Altuglas etc [75].

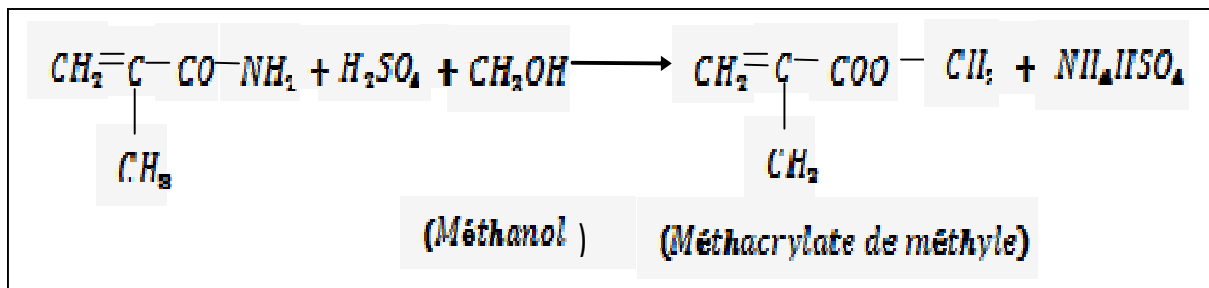
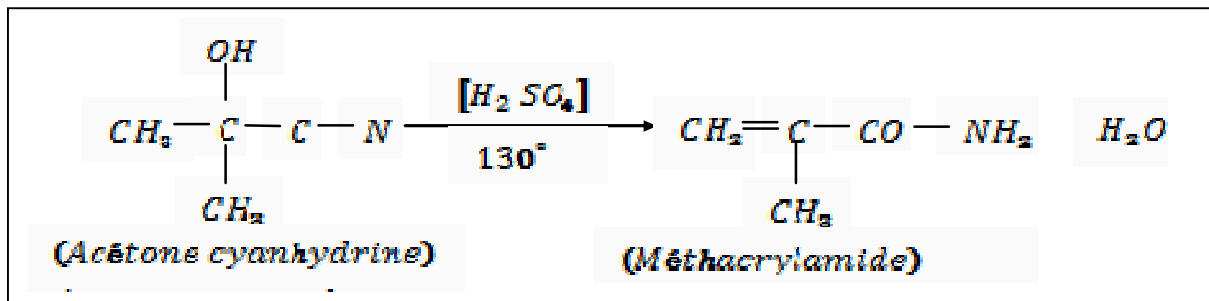
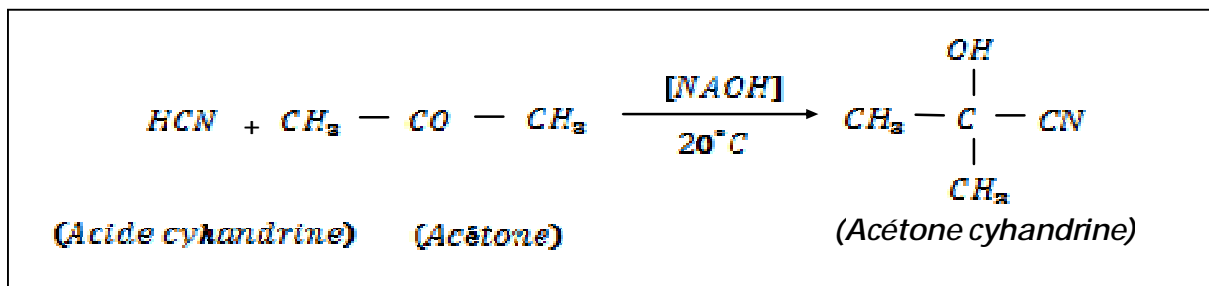
#### IV.1.4.1.1. Procédé de fabrication

Le poly méthacrylate de méthyle est le produit de polymérisation du méthacrylate de méthyle [75].

##### a. Production du monomère

Le méthacrylate de méthyle, ou *MMA*, est un liquide à température ordinaire qui bout au voisinage de 100°C. C'est un produit peu toxique, le seuil olfactif de détection est voisin de **0,3 ppm** (parties par million), les vapeurs peuvent être irritantes pour les yeux et les voies respiratoires et tout contact avec la peau doit être évité [75, 76].

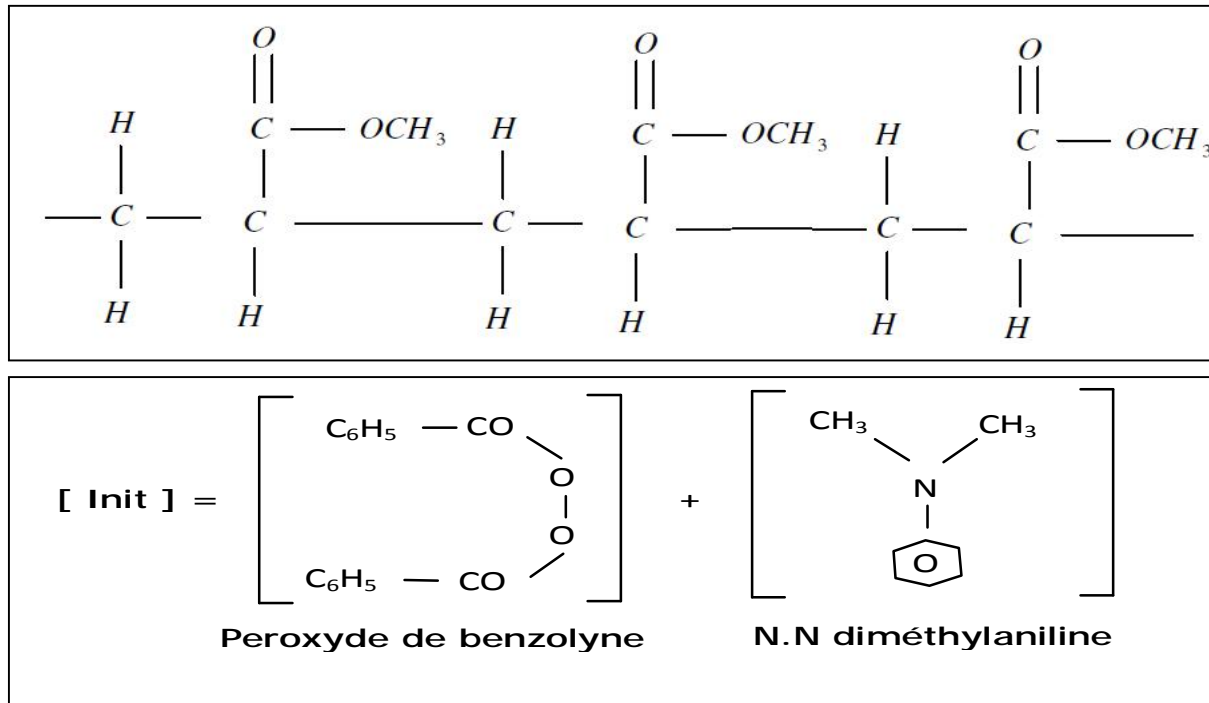
Le principe du procédé de production du méthacrylate de méthyle repose sur les réactions suivantes [76]:



##### b. Production de poly méthacrylate de méthyle

Le méthacrylate de méthyle sert essentiellement à produire le poly méthacrylate de méthyle (PMMA), la réaction de polymérisation est une polymérisation radicalaire amorcée par radicaux libres formés dans le milieu à partir de composés tels que

peroxyde de benzoyle dont la décomposition peut être accélérée par la présence de certains réducteurs tels que le N diméthylaniline. On a donc :



#### IV.1.4.2. Préparation des échantillons

Dans nos essais, nous avons utilisé des échantillons de *PMMA* sous forme de films minces d'environ **0.1 mm** d'épaisseur. Pour préparer les échantillons en structure filme, nous avons dissout un morceau de *PMMA* d'épaisseur **3mm** et de dimension (**3mm \* 3mm**) dans l'acétone et nous avons étalé la solution obtenue sur un disque en verre. Après quelques heures, l'acétone s'est évaporée et nous obtenons une structure filme de *PMMA*.

#### § Présentation de l'acétone

L'acétone en chimie, (aussi connue sous les noms de diméthylcétone, 2-propanone, propan-2-one et béta-cétopropane ou simplement propanone), de formule chimique  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$  est le composé le plus simple de la famille des cétones. C'est un isomère du propane [77].

L'acétone est un liquide transparent, inflammable, d'odeur caractéristique (plutôt fruitée). La température de fusion est de  $-95,4^\circ\text{C}$  et celle d'ébullition de  $56,53^\circ\text{C}$ . Il a une densité relative de 0,819 (à  $0^\circ\text{C}$ ). C'est un composé très soluble dans l'eau (c'est une molécule polaire à chaîne carbonée courte), l'éthanol, l'éther, etc.

L'acétone est le dérivé le plus simple de la série des cétones aliphatiques et la présence de la double liaison carbone-oxygène lui confère l'essentiel de sa réactivité (figure IV.3).[77]

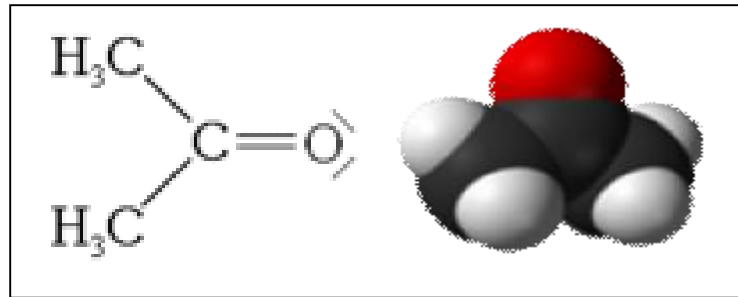


Figure (IV.3) : forme chimique de l'acétone [77]

Par l'action de divers réactifs, comme la chaux, la potasse caustique ou l'acide chlorhydrique, etc., l'acétone est convertie en produits de condensation, en oxyde mésityle  $C_6H_{10}O$ , en phorone  $C_9H_{14}O$ , etc [77, 78].

Pour soumettre les films du *PMMA* obtenu à la contrainte électrique, nous avons placé ces derniers sur un disque du verre d'épaisseur 5 mm (Fig.IV.1). Ce disque constitue une barrière diélectrique dont le rôle est d'éviter la transition à l'arc de la décharge entre les deux électrodes.

#### IV.1.5. Utilisation du *PMMA*

Le *PMMA* connaît plusieurs applications allant des loisirs au bâtiment et à l'aéronautique. Ses principales utilisations sont [76] :

Les applications industrielles: Cadres, hublots et capots de machines à laver, chaînes hi-fi, etc.

L'ameublement et décoration: Salons, tables, ébénisterie, escaliers, mobiliers hospitaliers, couveuses.

Le sanitaire: Baignoires, bacs à douche, lavabos (pièces thermoformées et colorées).

Le bâtiment concernant tout particulièrement:

- L'éclairage: Dômes, coupes, voûtes, survitrage.
- La réalisation de toitures, vérandas, parois de locaux industriels, pour lesquels on utilise le *PMMA* extrudé.

Les loisirs: Articles de publicité: enseignes, présentoirs, affiches...

L'optique et l'électronique: Les fibres optiques (l'automobile, aviation, l'informatique, les connections industrielles).

En optique, le PMMA est utilisé pour les lentilles, les épiscopes...

L'électrotechnique: Pour des applications telles que les condensateurs, enrobage de composants, supports divers.

La médecine: Il a une bonne comptabilité avec le tissu humain:

- Chirurgies cosmétiques pour réduire de manière permanente des rides.
- Objectifs intraoculaires de rechange dans l'œil: verre de contact, lentilles.

L'aéronautique: utilisé dans les verrières, hublots, capots d'avions.

#### IV.1.6. Mesure du courant de préclaquage

Pour étudier le courant de décharge de surface, on a utilisé un oscilloscope numérique à mémoire, qui a été branché aux bornes de la résistance de mesure  $R$  d'une valeur  $930 \Omega$ . Du fait des faibles temps de montée des courants, sa bande passante a été choisie de sorte qu'il puisse enregistrer des signaux qui ont des temps de montée de l'ordre de quelques nanosecondes.

Son impédance d'entrée doit aussi être grande pour empêcher le courant de la traverser et ne pas fausser la mesure des courants. L'oscilloscope a été relié à un ordinateur pour pouvoir traiter les différents résultats obtenus.

- **Forme typique d'une impulsion du courant de décharge**

Une forme typique des impulsions positive et négative du courant de décharge est illustrée par la figure (IV.4) et (IV.5).

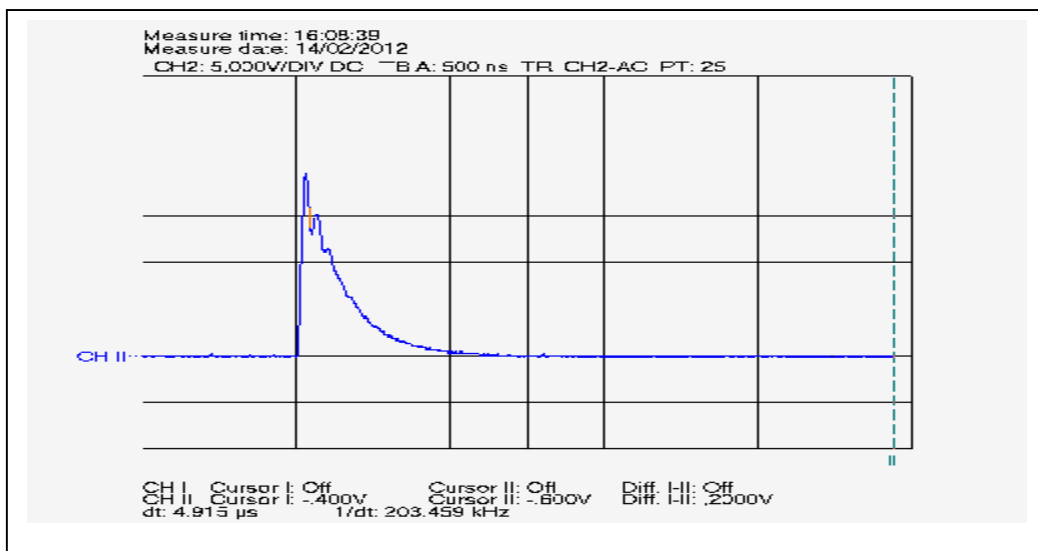
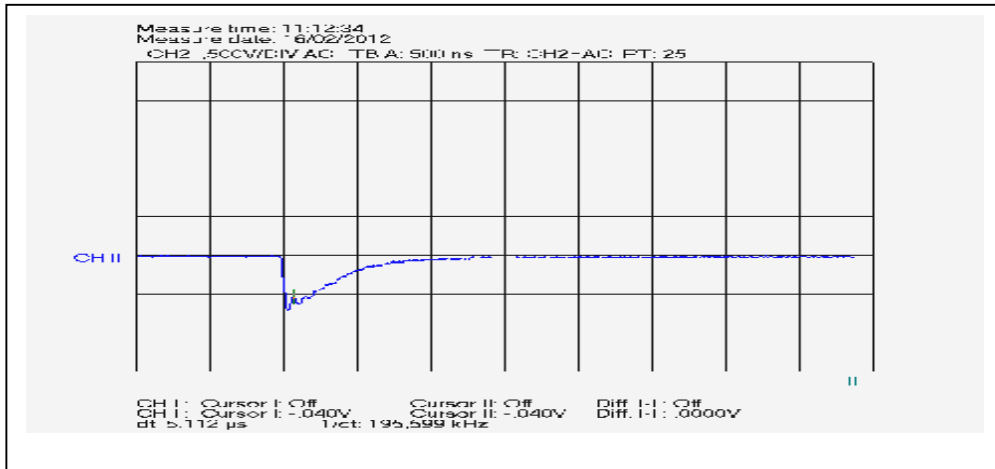


Figure (IV.4) : Forme typique d'une impulsion positive du courant de décharge




**Figure (IV.5) : Forme typique d’une impulsion négative du courant de décharge**

On observe que le temps de montée moyen des impulsions positives et de même pour les impulsions négative est beaucoup plus inférieur au temps de descente, alors que toute la durée moyenne est la même pour les impulsions positives et négatives. Des interprétations ont été évoquées dans le chapitre (III).

#### IV.1.7. Protection de l’oscilloscope

Pour protéger l’oscilloscope contre d’éventuelles surtensions à l’entrée, nous avons placé en parallèle de la résistance de mesure des diodes zener qui court-circuiteront la résistance dès que la tension à ses bornes dépassera la tension admise. L’oscilloscope à mémoire utilisé est représenté sur la figure (IV.6).



- Auto set
- Read out et curseur
- Sauvegarder et rappel
- Double base de temps
- Testeur de composants
- Calibrateur 1 kHz/1MHz
- Interface RS 232.

<p><b>Numérique :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>§ Mode : rafraîchi, défilement, monocoup, moyennage, enveloppe</li> <li>§ Echantillonnage 200MS/s, mémoire 2*2048*8bits</li> <li>§ Base de temps A :100s-50ns/div., B :20ms-50ns/div.</li> </ul>	<p><b>Analogique :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>§ 2 canaux, 0-150 MHz, 1 mV/div.-50v/div.</li> <li>§ Base de temps A avec décl. 0 à 250 MHz</li> <li>§ Base de temps b avec 2<sup>ème</sup> décl. A 250 MHz</li> </ul>
---	--

**Figure (IV.6) : Oscilloscope analogique/numérique HM1507-3 (150MHz200MS/s)[79]**

#### IV.1.8. Compatibilité électromagnétique

Lors des essais préliminaires, nous avons constaté la présence de parasites qui peuvent influencer les données de mesures, donc les fausser. Pour atténuer leurs influences, à défaut de les éliminer complètement, nous avons exploité les câbles de télévision et on a couvert tous les appareils de mesure avec de papier aluminium que nous avons relié à la terre et torsader les fils de connexion pour réduire la surface présentée aux champs perturbateurs.

#### IV.1.9. Essais préliminaires

Les essais préliminaires ont pour nécessité la mise en œuvre des essais expérimentaux. Ils nous permettent de cerner le phénomène étudié et de se familiariser avec le matériel, ainsi que de déterminer la tension maximum à ne pas dépasser pour éviter tout contournement de l'isolant solide qui risquerait d'endommager l'oscilloscope et l'ordinateur.

Pendant cette manipulation on a effectué plusieurs essais à savoir :

- ü Détermination de la tension de claquage du système d'électrodes.
- ü Système de protection de l'oscilloscope.

La détermination de la valeur de la tension de claquage est une nécessité qu'on prendra en considération lors de nos prochains essais, et cela afin de prendre une marge sécuritaire pour le matériel, ce qui concerne nos essais cette valeur est estimée de 11.8 kv.

En outre, nous effectuons une analyse des impulsions positives et négatives des courants associés aux décharges électriques issues de nos expérimentations. Nous nous intéresserons particulièrement à l'influence des différents facteurs sur l'évolution de l'amplitude maximale du courant de décharge à savoir :

- L'influence de la tension
- L'influence de l'insertion d'une couche d'air entre systèmes d'électrodes
- L'influence du vieillissement.

## IV.2. Interprétation des résultats expérimentaux

### IV.2.1. Introduction

La connaissance des caractéristiques électriques des décharges surfaciques est d'un grand intérêt pour les applications industrielles. Ces caractéristiques sont nécessaires pour la conception et le dimensionnement des structures isolantes. En effet, outre l'aspect économique (coût), le choix des constituants d'une structure isolante composée (c'est-à-dire d'un gaz et d'un matériau solide) se fait en fonction de la tension du contournement (rigidité diélectrique). À tension d'initiation des décharges similaires, la meilleure structure serait celle où les décharges glissantes se développeraient le moins, c'est-à-dire celle où les impulsions de courants associés à ces décharges seraient de faibles amplitudes.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats d'une étude expérimentale systématique des caractéristiques électriques des décharges surfaciques se développant sur une surface diélectrique qui est le (*PMMA*) exposée à l'air ambiant ( $O_2$ ).

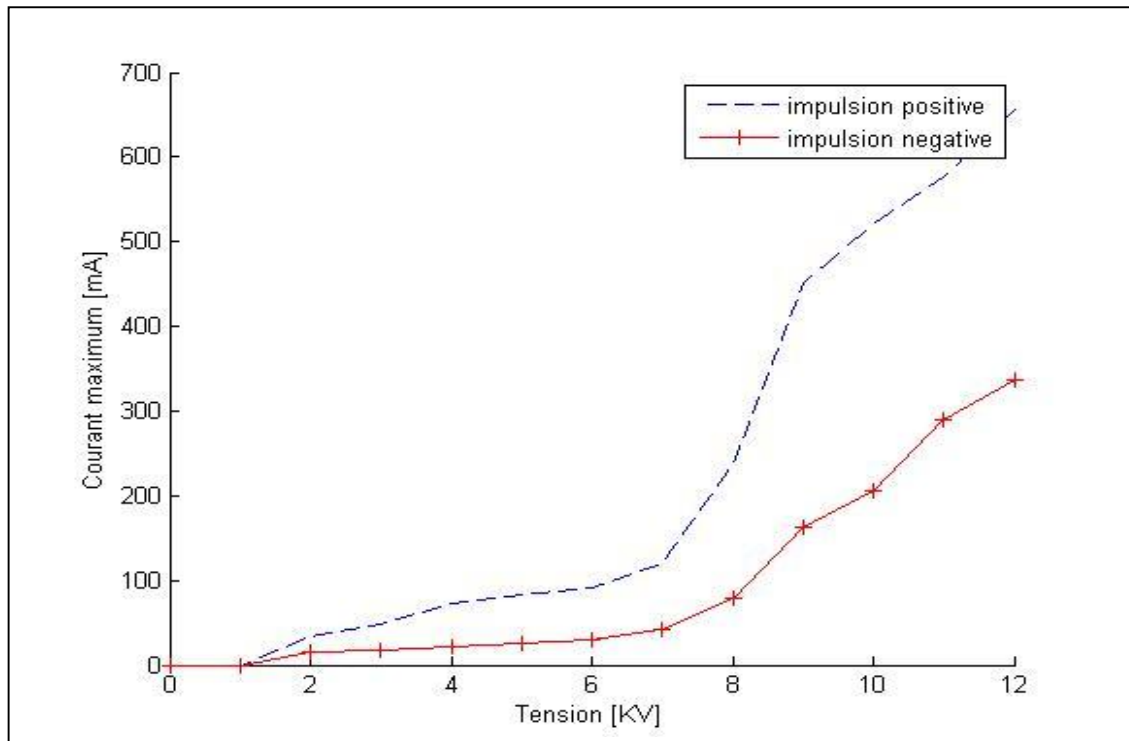
Nous étudions en particulier les évolutions des impulsions positive et négative du courant de décharge (amplitudes maximales) sous une tension alternative, 50Hz dans une configuration sphère-plan, en fonction de l'amplitude de la tension appliquée, de la couche d'air insérée entre le diélectrique (*PMMA*) et l'électrode haute tension (sphérique) et du facteur vieillissement (vieillessement accéléré).

### IV.2.2. Etude de l'influence de la tension appliquée sur l'amplitude maximale du courant de décharge

Nous nous sommes demandé comment les modifications du champ électrique dues aux variations de la tension appliquée perturbaient le régime de décharge. La figure (IV.7) présente l'influence de la tension appliquée en polarité positive et négative sur l'amplitude du courant maximum de décharge glissante.

L'évolution des amplitudes maximales des impulsions positive et négative du courant de décharge est proportionnelle en fonction de la tension appliquée. Elles croissent légèrement avec la tension jusqu'à environ 7 kV. Au delà de cette valeur, la croissance du courant devient plus prononcée.

D'autre part, les amplitudes maximales des impulsions sont plus importantes avec la polarité positive qu'avec une polarité négative. Cela s'explique par le fait que les processus physiques impliqués dans la génération et propagation des décharges sont pas les mêmes selon la polarité. L'amplitude des impulsions positives est 2 à 3 fois plus grande que celle des impulsions négatives.



**Fig. (IV.7) : influence de la tension sur le courant maximum de décharge**

Cette différence peut s'expliquer par l'influence de la charge d'espace. Lorsque la tension atteint le seuil d'ionisation du gaz environnant l'électrode haute tension, une charge d'espace positive prend naissance, indépendamment de la polarité des électrodes. La présence de cette charge d'espace influe fortement sur la composante normale (à l'isolant solide) du champ électrique de façon tout à fait différente selon la polarité des électrodes.

En polarité positive, à travers un modèle proposé par Townsend en 1915, un électron se trouvant au voisinage de l'électrode haute tension est accéléré vers cette dernière par le champ électrique [67]. La présence de cet électron s'explique par la photo ionisation d'une molécule du gaz par rayonnement. Accéléré vers l'électrode positive, cet électron subit lors de son trajet des collisions électroniques ionisantes produisant une avalanche d'électron qui sont aussi à leur tour attiré vers cette électrode. Après leur collecte par l'anode. Ils laissent des traces résiduelles des cations (ions positifs) qui forment une zone de charge d'espace positive. Celle-ci modifie localement le champ électrique en prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter électrode. Ce mécanisme de propagation a été proposé par Loeb, Pik et Meek [67,70]. Cette théorie du streamer introduit la notion de production d'électrons en amont de la charge d'espace mais suffisamment proche de celle-ci pour bénéficier d'un renforcement du champ local important.

Les électrons produits par photo ionisation sont des photons (particules d'énergie lumineuse) issu de la désexcitation, des molécules excités par impact électronique. Ces électrons sont eux aussi accéléré par le champ électrique et engendre des avalanches secondaires provoquant la propagation du streamers. Après passage du streamer il se forme entre celui-ci et l'anode un plasma neutre englobé par une zone de charge positive [4, 5, 70]. Le champ de ce plasma très faible favorise alors le phénomène d'attachement électronique par les espèces neutres. La chute du champ électrique dans le plasma créée par le passage du streamers, rend les vitesses de diffusion plus importantes que les vitesses de convection liées directement au champ électrique [67, 70].

Donc, la charge d'espace positive réduit l'intensité du champ au voisinage de l'électrode haute tension ; le processus du développement des décharges partielles est ralenti mais l'intensité du champ en direction de l'autre électrode, et donc dans la direction de propagation des décharges surfaciques, se renforce. Le développement des streamers est alors facilité, ils peuvent se développer sous des tensions plus basses que celles nécessaires dans le cas sans charge d'espace.

Par conséquent, les streamers auront des longueurs importantes ; la décharge sera plus étalée sur la surface diélectrique et les courants associés seront importants.

Alors que pour le cas d'une polarité négative, l'apparition d'un électron germe à proximité de l'électrode haute tension peut provoquer une avalanche électronique qui se développe en champ divergent. La cathode accélère alors les ions positifs qui la percutent en lui arrachant des électrons secondaires. La charge d'espace positive domine dans la zone d'ionisation tandis que la zone de dérive ionique possède une charge d'espace négative, faible ou forte suivant l'importance du processus d'attachement électronique [5, 70].

En effet, la situation au voisinage de l'électrode haute tension, se développe de façon opposée. La charge d'espace renforce le champ près d'électrode haute tension et l'affaiblit dans la direction de l'électrode opposée. Les streamers se trouvent donc ralentis, la décharge sera inhibé et moins propagée sur la surface isolante d'où les courants associés seront moins importants par rapport à la polarité positive. Par contre, la tension nécessaire pour le développement des streamers sera plus élevée que celle dans le cas sans charge d'espace.

A.Berroual et M.L.coulibaly [71], ont montré qu'en présence d'un gaz donné ou mélange de gaz aux interfaces isolantes solide/gaz, la longueur finale  $L_f$  de la décharge et les courants associés augmentent quasi-linéairement avec la tension et décroissent lorsque la pression augmente.  $L_f$  est plus courte dans le  $SF_6$  que dans le  $CO_2$  ou le  $N_2$ .

Aussi pour une tension et une pression données  $L_f$  de la décharge et les impulsions associés sont plus élevés en polarité positive qu'en polarité négative. La tension d'apparition des décharges est plus élevée en polarité négative.

Wilkan et el Elbaghdadi [80,81], ont remarqués pour des valeurs de résistances superficielles grandes, les tensions négatives donnent des courants critiques inférieurs à ceux des tensions positives. Ceci peut être expliqué par leur théorie de l'élongation par ionisation. Dans le cas de la tension négative, on a un gradient de tension sur la tête de la décharge plus important dû à la charge d'espace, favorisant plus l'ionisation, et donc un courant critique inférieur à celui d'une tension positive appliquée. Lucian Caliap [59], un isolant en présence de  $SF_6$ , les décharges négatives sont plus fréquentes et d'amplitude moyenne peu élevée que les décharges positives. Le même résultat est obtenu dans l'air sec.

Labergue dans sa thèse [19], a conclu que dans une décharge couronne propageant sur une surface diélectrique *PMMA* le vent ionique augmente avec l'augmentation des courants de décharge, ces derniers sont atteints plus fort quand la tension augmente et les impulsions du courant sont plus intenses lors de l'alternance positive que lors de l'alternance négative. De mêmes résultats ont été obtenu par Binjie Dong dans sa thèse [82]. Les auteurs [83, 43, 61, 64], ont constatés que le courant de décharge présente trois composantes distinctes : le courant capacitif, le courant synchrone et le courant impulsionnel. Le courant capacitif est observé même pour des tensions ne permettant pas la mise en place du régime de décharge impulsionnelle. Le gaz qui se trouve dans l'espace inter-électrode se comporte alors comme un condensateur ; ce courant est proportionnel à la tension appliquée. Le courant synchrone est en phase avec la tension ; cette composante est due à l'affluence des espèces chargées (issue de la dérive ionique) contre l'électrode lorsque le champ électrique est élevé ainsi qu'au courant de décharge lumineuse.

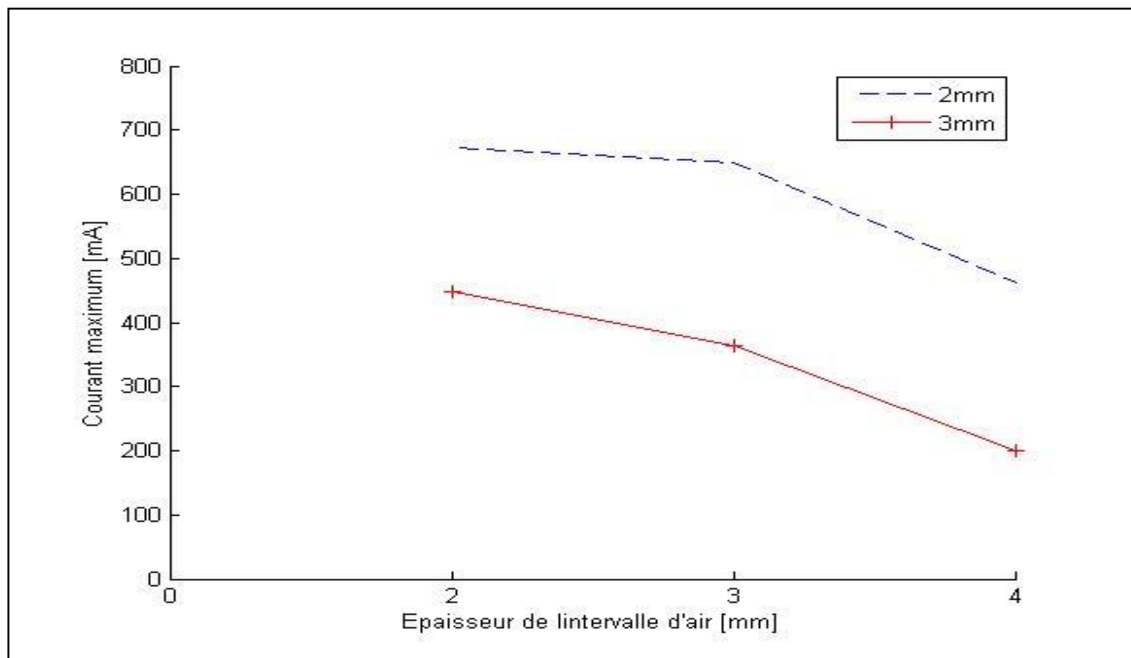
Le courant synchrone peut représenter, suivant la tension appliquée, la moitié du courant total pendant la demi-période positive et pratiquement la totalité du courant pendant la demi-période négative. Elle a conclu qu'en alternance négative, les impulsions surnommées « Trichel » ont une intensité moins importante que les impulsions accompagnants les streamers des alternances positives.

Yong-Ho Kim [89], l'augmentation de la tension AC appliquée fait que le courant de microdécharge augmente et la période d'activité de la décharge augmente.

### IV.2.3. Influence de l'intervalle d'air

L'influence d'insertion d'une couche d'air entre l'électrode haute tension et l'isolant diélectrique sur l'évolution des impulsions positive et négative du courant de décharge est étudiée.

La figure (IV.8) montre que pour les deux polarités de tension les amplitudes maximums du courant de décharge décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'air.

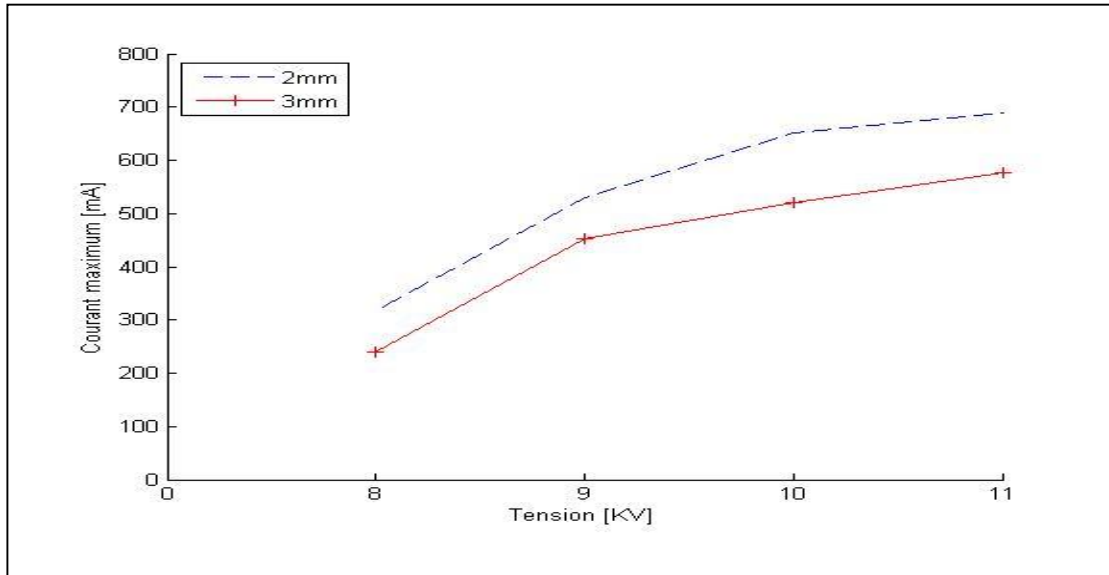


**Fig. (IV.8) : Influence de l'intervalle d'air sur le courant maximum de la décharge**

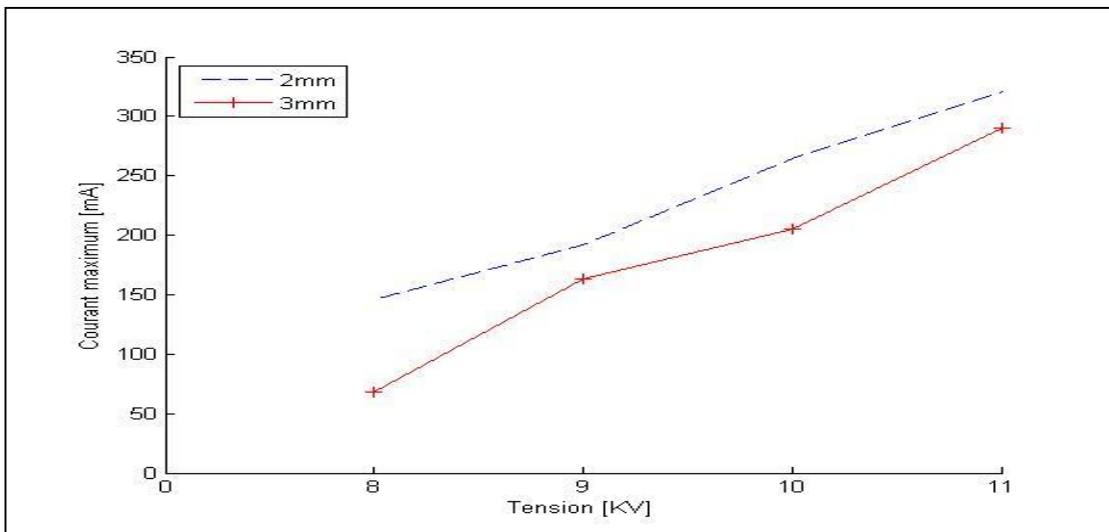
Pour des zones à champ électrique fort (des faibles épaisseurs couches d'air), le régime de décharge sera d'une ultime importance à cause de l'activité électronique la plus prononcée dans le plasma engendré, donc le processus d'ionisation est majeur et prédominant; d'où la propagation des streamers et la formation des arcs sont favorisées.

Et pour des zones à champ électrique faible (augmentation de la couche d'air), l'espace électrode-diélectrique connaît une chute dans l'activité de la décharge qui est dû aux faibles probabilités de processus d'ionisation, donc l'attachement est plus important et prédominant ce qui inhibe la décharge.

D'après les figures (IV.9) et (IV.10), l'amplitude maximale des impulsions positive et négative du courant de décharge varie proportionnellement avec la tension appliquée et diminue pour une même tension appliquée, quand l'épaisseur de la couche d'air augmente.



**Fig. (IV.9) : Influence de la couche d'air sur le courant maximum de la décharge en polarité positive**



**Fig. (IV.10) : Influence de la couche d'air sur le courant maximum de la décharge en polarité négative**

L'augmentation du courant maximum de préclaquage avec la tension appliquée est dû au fait que pour des valeurs importantes de cette dernière favorisent la décharge par l'activité ionique. Alors que sa diminution quand l'intervalle d'air augmente, revient à la valeur importante de la composante capacitive de l'espace électrode-diélectrique et du champ électrique qui diminue avec l'intervalle d'air, ce qui se traduit par un faible potentiel d'ionisation.

Les amplitudes du courant de décharge sont plus importantes en polarité positive qu'en polarité négative qui est dû aux charges d'espace qui favorisent plus ou moins le régime de décharge. Pour la polarité négative, les amas déposés par la décharge sur la surface diélectrique créent un champ local qui s'oppose au champ appliqué et mène à l'extinction de la décharge. Le champ électrique est également réduit par l'accumulation des ions négatifs constitués par l'attachement des électrons libres aux molécules de l'oxygène, qui sont électronégatives.[5, 41]

Dans sa thèse Abdel el KrimeYounsi [45], pour des longues couches d'air en alternance positive, des streamers peu nombreux de 300  $\mu\text{A}$  et des arcs avortés également de 300  $\mu\text{A}$  superposés à une composante synchrone positive de 10  $\mu\text{A}$  due à la lueur anodique. L'auteur a distingué à l'alternance négative une composante synchrone négative de 10  $\mu\text{A}$  due à la lueur cathodique. Sur cette dernière est superposé un train d'impulsions de Trichel de 5  $\mu\text{A}$ .

Il a également constaté pour des faibles couches d'air entre électrode haute tension et diélectrique (le mica) que les streamers et les impulsions des arcs avortés sont plus intenses et atteignent 740  $\mu\text{A}$ . Les composantes synchrones augmentent légèrement et les impulsions de Trichel atteignent 10  $\mu\text{A}$ . Des mêmes observations ont été faites sur la surface de *PMMA* dans le cas de notre étude.

Thierry Dufour dans son manuscrit [84], augmenter la couche limitante revient à confiner davantage l'étalement de la micro-décharge et à donc augmenter son rapport surface-volume. Par conséquent, les potentiels imposés par les conditions limites de la couche limitante exercent une plus grande influence sur les charges libres situés dans la zone d'expansion de la micro-décharge. Or, la divergence du champ électrique étant plus faible dans la couche limitante diélectrique que dans le gaz, augmenter l'épaisseur de la couche revient à imposer des équipotentielles de plus faibles valeurs tout autour de la zone d'expansion.

#### IV.2.4. influence du vieillissement

Dans cette partie l'influence du vieillissement sur les courants de décharge dans le poly méthacrylate de méthyle (*PMMA*) a été étudiée, pour cela on a soumis les échantillons à une contrainte (11 kV) sur intervalle d'air de 2 mm, une série d'essais pour différents temps de vieillissement (2h, 4h, 6h, 8h, 10h, 12h) a été effectué. Il est question de vérifier la dégradation des échantillons par des observations *MEB* et évalués par *EDS* et *FTIR*.

D'après les figures (IV.11) on constate que le vieillissement électrique entraîne un accroissement des amplitudes maximales du courant de décharge jusqu'à 8h du vieillissement pour les deux polarités. A partir de 8h du vieillissement une diminution dans les amplitudes du courant maximum pour les deux polarités a été observée.

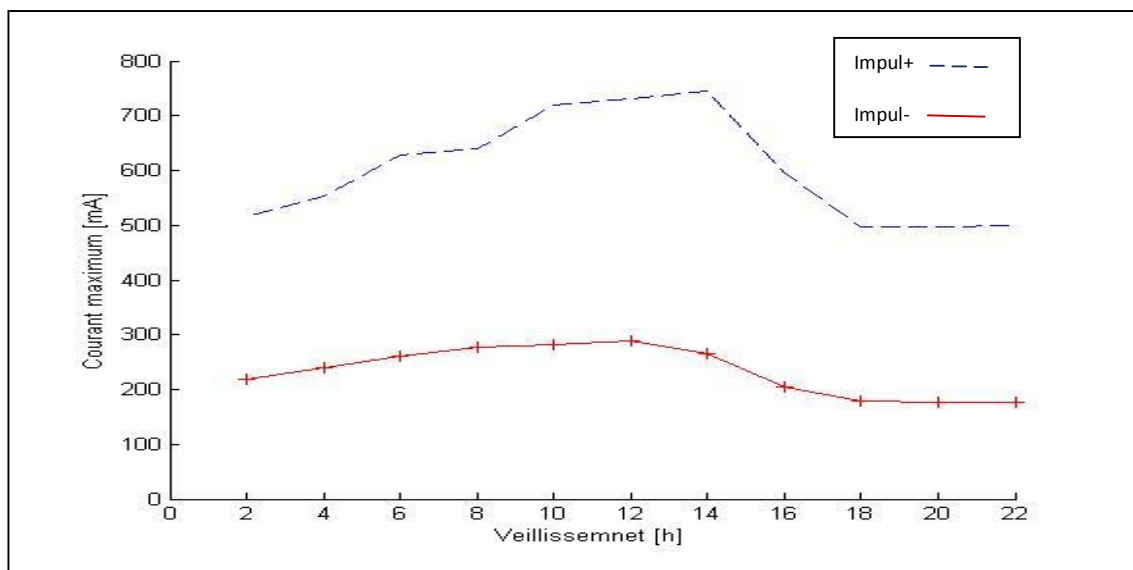


Fig. (IV.11) : Influence du vieillissement sur le courant maximum de la

Le *PMMA* soumis à une décharge couronne subit une dégradation qui se traduit par la rupture de certaines liaisons chimiques et la formation de groupement carboxylique *OH* qui pourrait favoriser la conduction superficielle [73]. L'accroissement des courants de décharge dans le cas des deux polarités est dû aux phénomènes régissant la charge d'espace qui favorise plus ou moins le régime de décharge, une explication approfondie sur ces phénomènes a été évoquée dans la littérature précédente. Cette dégradation est constatée visuellement consiste en l'apparition d'une couche d'humidité et d'une couronne blanchâtre.

L'intensité et l'épaisseur de la couronne blanchâtre ainsi que la quantité de l'humidité observée sur la surface sont d'autant plus important que le temps de vieillissement est important. Le phénomène de dégradation se manifeste par un développement important d'arborescences en surface alors que l'électrode haute tension ne repose pas sur le diélectrique solide. Leur développement serait lié à l'existence d'humidité à la surface de l'échantillon puisqu' à l'état sec ce phénomène n'a pas été observé. La longueur des arborescences augmente avec la durée d'exposition aux décharges couronnes. La dégradation s'intensifié a partir de 8h du vieillissement.

La diminution des amplitudes du courant de décharge à partir de 8h du vieillissement est due au dépôt intensif d'humidité suite a la dégradation de la surface diélectrique qui favorise beaucoup plus l'attachement électronique et la prédominance sur l'activité ionique qui défavorise a son tour le régime de décharge d'où l'extinction de cette dernière.

L'auteur dans sa thèse [43] a constaté qu'après l'introduction de l'air saturé d'eau dans un système point-plan-diélectrique (mica), les streamers se maintiennent mais leur maximum passe de 300  $\mu\text{A}$  à 30  $\mu\text{A}$ .

Les impulsions des transitions à l'arc disparaissent. Quant aux composantes synchrones positive et négative, elles restent à 10  $\mu\text{A}$  crête et semblent insensibles à l'humidité [43]. Les impulsions de Trichel deviennent plus stables et plus régulières. En positif on assiste à l'extinction de la majorité des impulsions correspondant aux arcs avortés et le maintien à 4 mA environ de ceux qui restent. A l'alternance négative, l'intervalle d'existence des impulsions ne semble pas diminuer tandis que l'intensité diminue de 2.2 mA à 185  $\mu\text{A}$  [43].

Afin de mettre en évidence les charges résiduelles sur les surfaces isolantes du *PMMA*, ces dernières ont été soumises à un bombardement par un faisceau électronique dans un *MEB*.

#### A. Irradiation par un faisceau électronique (*MEB*)

Une irradiation a été effectuée a l'aide d'un microscope à balayage électronique (*MEB*) de marque Philips JOEL XL30 à filament de tungstène.

Pour des échantillons isolants, nous l'avons utilisé en mode environnemental. Les tensions d'accélération du faisceau électronique peuvent varier de 0.2 à 30 kV selon la profondeur de la longueur désirée. Une tension de 20 kV correspond a une profondeur d'environ 1 à 10  $\mu\text{m}$ .

L'échantillon vierge présente une surface lisse, homogène exempte de toute trace de dégradation, ou de charge.

Les échantillons (a), (b) et (c) soumis aux décharges couronne respectivement 8h, 10h et 12h, nous pouvons observer pour des profondeurs d'analyse correspondant à la tension de 20 kV. Un phénomène inhabituel dans le cas d'une décharge de surface est observé : des arborescences prennent naissance et se développent à partir des zones circulaires blanchâtres d'environ 35  $\mu\text{m}$  de diamètre à la surface de l'échantillon. On pourrait expliquer la forme de ces figures par le fait qu'après avoir traverser l'intervalle d'air, chaque décharge en effluve constituerait un prolongement de l'électrode haute tension qui se pose telle une pointe sur le film de *PMMA* à la surface laquelle est déposée une charge. Ces traces laissées par les décharges en surface seraient dues au déclenchement d'une décharge en forme d'arborescence sous l'effet du faisceau électronique.

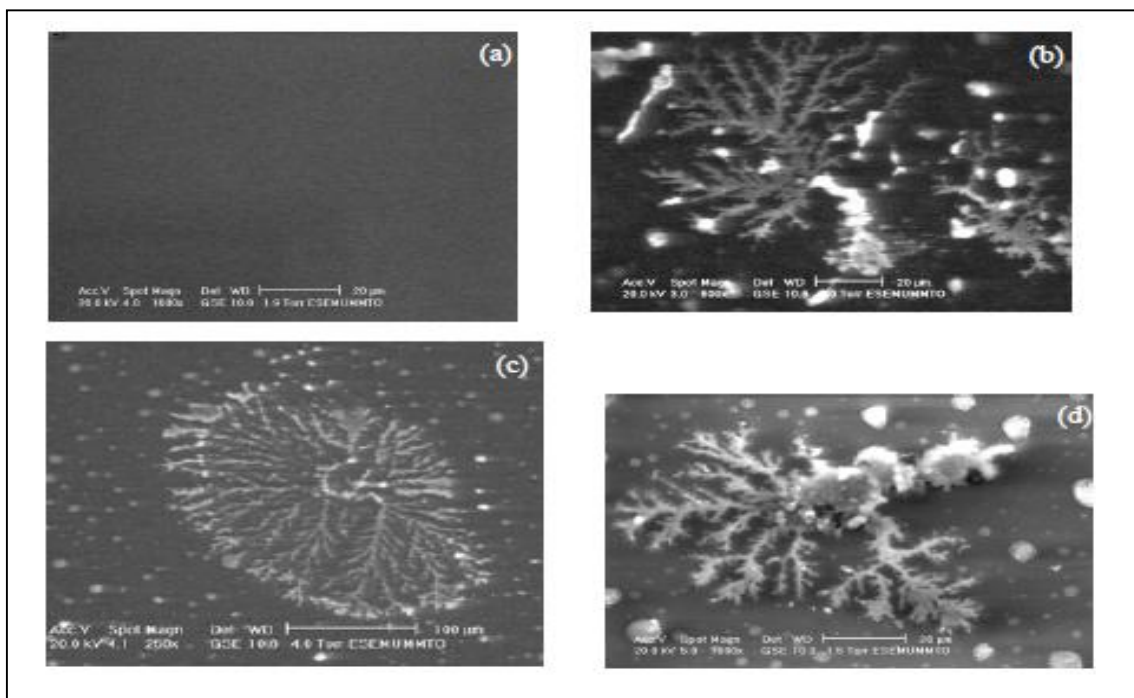


Fig.IV.12.Micrographie MEB de PMMA

(a)Vierge et (b) ; (c) ; (d) vieillis sous décharges couronnes respectivement durant 8h, 10h, 12h.

Nous avons constaté que l'extension maximale des arborescences augmente avec la durée du vieillissement sous décharges couronne.

D'autre part, à partir de 8h du vieillissement la surface de l'échantillon se couvre de points blancs qui du dénotent la sévérité du degré de dégradation du matériau figure (IV.13).

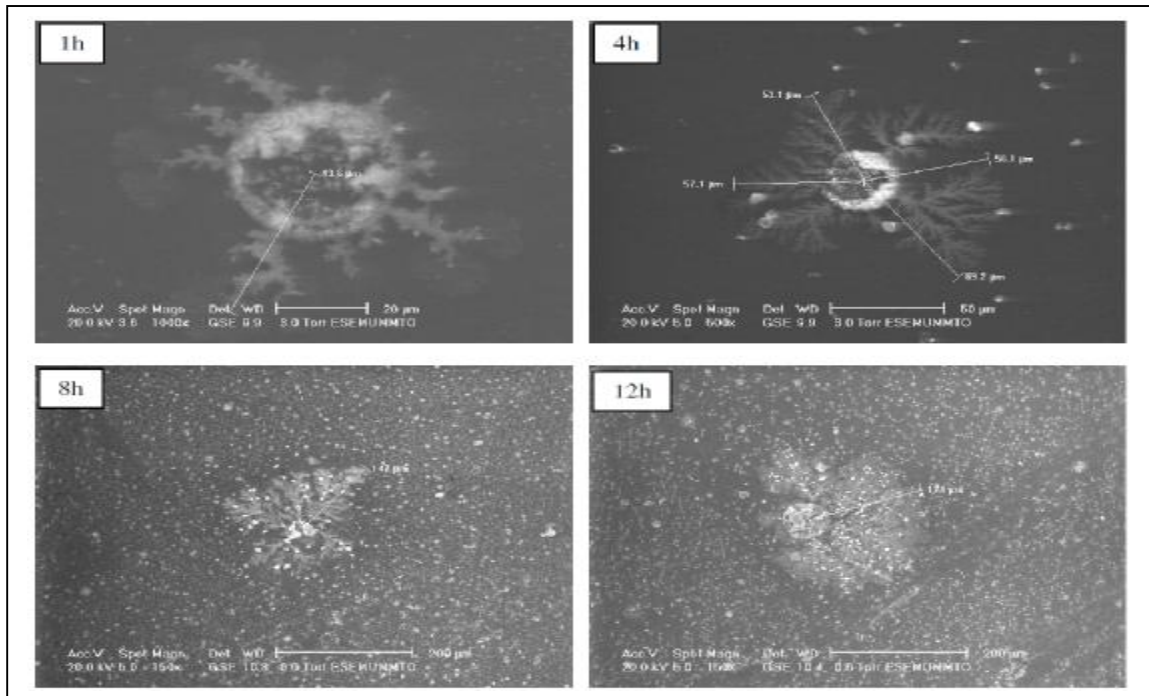
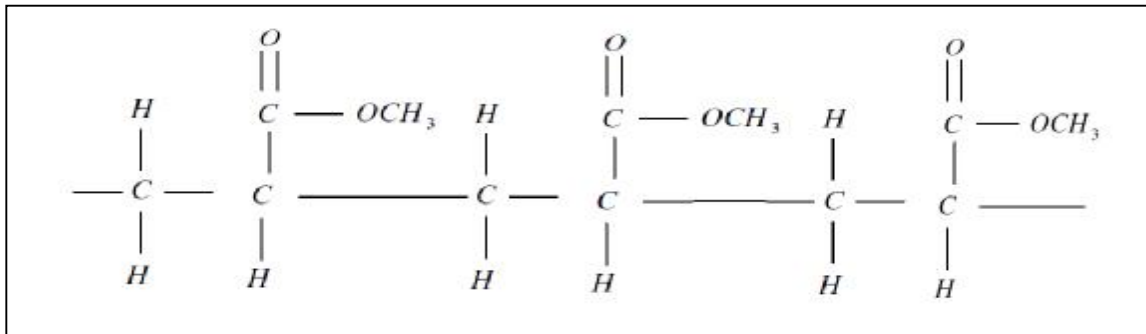


Fig .IV.13. Micrographie MEB du PMMA vieilli sous décharges couronnes

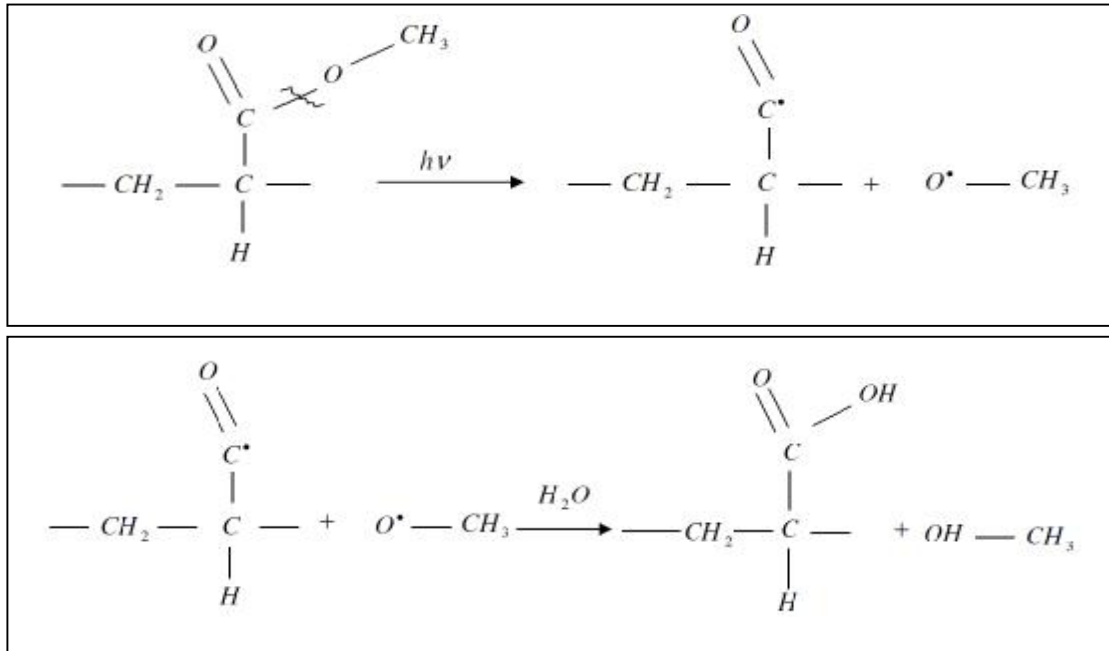
### B.Modèle du mécanisme de formation des groupements OH

La structure du *PMMA* est représentée ci-dessous



Les groupements hydroxyles OH se forment en deux étapes :

- Première étape : la rupture de liaison C-O-CH<sub>3</sub> de l'ester qui se trouve au niveau des branches sous l'action de la décharge électrique.
- Deuxième étape : l'ozone produit dans la décharge électrique arrache les atomes d'hydrogènes des groupements méthyle OH avec la participation de l'humidité ambiante.



La dégradation superficielle du *PMMA* par décharges électriques se manifeste par érosion dans un premier temps ensuite par des fissures et la formation des substrats superficiels [73, 74, 85]. L'érosion a lieu suite à la hausse de la température locale due aux multitudes des décharges.

L'énergie des électrons en collision avec la surface diélectrique est supérieure à 10 eV, ce qui provoque la rupture de liaisons moléculaires à la surface diélectrique et la formation des particules d'ozone (O<sub>3</sub>) dans l'intervalle d'air [73, 85].

La dégradation de la surface diélectrique (changement de couleur, rugosité, cratères....) constituent de nouveaux sites potentiels de décharge surfacique. Le vieillissement entraîne aussi un changement dans la distribution et l'énergie des charges de surface existantes. Par conséquent, ces phénomènes favorisent l'accumulation de charge d'espace qui est déstabilisée par le faisceau électronique du MEB provoquant le développement d'une arborescence.

Cette accumulation joue certainement un rôle important dans l'élévation de conduction surfacique des polymères avec le vieillissement électrique. Le rôle que joue la charge d'espace sur la conductivité est très complexe reste à présent non totalement élucidé. En effet la charge d'espace est soupçonnée d'être responsable de l'apparition des défauts dans les polymères isolants et dans l'accélération de leurs vieillissements [85].

La charge d'espace est générée par l'injection à partir des électrodes et par la dissociation des molécules des impuretés présentes dans le polymère tel que les antioxydants, catalyseurs, résidus de réaction etc [64, 57].

Les réactions chimiques entraînent la rupture de bandes et la formation d'autres peuvent être due à l'oxydation accélérée par le champ électrique et à l'injection à partir des électrodes. En effet, les charges injectées peuvent agir comme espèces agressives vis-à-vis de la structure moléculaire et peuvent entraîner les réactions d'oxydation de certains groupements et la rupture des chaînes [86, 87].

R. Messaoudi, A. Younsi, F. Massines [86], la vitesse du déplacement de charge de surface augmente avec l'élévation du taux d'humidité indiquant une conduction surfacique accrue.

# CHAPITRE V

## Proposition d'un modèle

### V.1. Modélisation mathématique approchée des phénomènes de pré claquage

Il est bien connu que les micros décharges ont lieu seulement dans la phase croissante de la tension appliquée AC dans les décharges surfaciques et de leurs streamers associés répétitifs avec des durées de micros secondes. Cette répétition est étroitement liée avec le comportement de l'accumulation des charges d'espace sur la surface diélectrique [89].

Dans une décharge de surface, il est clair que la surface du diélectrique joue un rôle dans la propagation du plasma en particulier quand la cathode est au-dessous du diélectrique. En effet, en plus des phénomènes de recombinaison de particules chargées sur la surface du diélectrique, la surface peut émettre des électrons secondaires sous l'impact du bombardement ionique (émission électronique secondaire) ou des photons émis par le plasma (photoémission). Ce phénomène est essentiel pour l'entretien du plasma [90].

Dans cette modélisation, le mouvement des électrons, des ions et particules neutres dans les décharges surfaciques sont décrits par l'ensemble d'équations de continuité.

Le modèle de décharge est basé sur une description du fluide des électrons et le transport des ions dans l'air dans le domaine classique de dérive diffusion et des approximations du champ locale qui sont généralement considérés comme exactes et suffisantes pour les modèles de décharges à pression atmosphérique [90, 91, 92, 93].

Trois types de particules chargées sont considérés : les électrons (leurs indices c'est (e) dans les équations ci-dessous), un type générique des ions (i) d'indice.

Dans cette approche en tenant compte d'un seul type de positif et négatif ions qui sera suffisant pour notre modèle. Dans ce genre de modèle, nous supposons que les espèces du plasma forment un continuum dans un équilibre avec le champ électrique.

Les différentes espèces telles que les électrons, les ions et les particules neutres sont décrits par des équations d'équilibre (selon la loi de conservation). Pour les électrons une équation du bilan énergétique a été résolue.

Le champ électrique a été calculé en utilisant l'équation de poisson.

### V.2. Equations de fluide

Dans ce modèle du fluide, pour chaque particule dans la décharge d'un équilibre de densité est résolu, les équations de continuité sont les suivantes [94, 95] :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\Gamma}_k = S_{\text{reac},k} \quad (1)$$

Où,  $n_k$  et  $\bar{\Gamma}_k$  sont respectivement la densité et le flux des particules k et  $S_{\text{reac},k}$  est le terme source qui décrit la création ou la destruction de particule k.

Le flux pour chaque particule se compose d'un terme de dérive causé par le champ électrique et d'un terme de diffusion provoqué par des gradients de densité.

Pour les électrons l'équation est [90] :

$$\bar{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \bar{E} - D_e \bar{\nabla} n_e \quad (2)$$

Pour les ions positifs le déplacement sous l'influence du champ électrique est opposé à celui des électrons [96] :

$$\bar{\Gamma}_i = \mu_i n_i \bar{E} - D_i \bar{\nabla} n_i \quad (3)$$

Les espèces neutres ne sont pas influencées par le champ électrique de sorte que l'équation ne se compose que d'un terme de diffusion [92] :

$$\bar{\Gamma}_n = -D_n \bar{\nabla} n_n \quad (4)$$

Où,  $\mu$  et  $D$  sont respectivement la vitesse des particules et le coefficient de diffusion.

Le rapport du coefficient de diffusion et la vitesse des particules est défini par la relation d'Einstein suivante [93] :

$$\frac{D_k}{\mu_k} = \frac{k_B T_k}{q_k} \quad (5)$$

Avec  $k$  l'indice de particule,  $k_B$ ,  $T_k$  et  $q_k$  sont respectivement la constante de Boltzmann, la température de la particule  $k$  et la charge de ces particules.

Pour les électrons l'équation qui décrit leur bilan énergétique est donnée par [94] :

$$\text{---} \quad (6)$$

Dans cette équation  $H_{ion}$  est l'énergie d'ionisation et  $\bar{H}$  est l'énergie moyenne d'ionisation. Le premier terme du côté droit donne de l'échauffement ohmique et le second terme décrit la perte d'énergie due aux collisions.

Pour les ions et les neutres, nous supposons qu'ils sont en équilibre avec le champ électrique (en raison de la masse à peu près égale), donc un bilan énergétique pas nécessaire.

Le flux d'énergie est à nouveau décrit par une approximation de dérive-diffusion des particules [94, 95]:

$$\text{---} \quad (7)$$

### V.3. Calcul du champ électrique

L'équation permettant de calculer le champ électrique est donné par l'équation de poisson suivante [91] :

$$\vec{\nabla} \cdot \varepsilon \vec{E} = e(n_p - n_e - n_n) + \sigma \delta_S, \quad (8)$$

Avec  $\varepsilon$  est la permittivité du matériau diélectrique et  $\sigma \delta_S$  représente la contribution des charges déposés par la décharge sur la surface diélectrique.

Par supposition qu'à l'interface plasma-surface diélectrique que tous les électrons entrants et les ions accumulant sur la surface diélectrique comme étant des charges de surface.

Cependant, les électrons accumulés sont ensuite progressivement immergé dans la surface diélectrique parce que cette dernière n'est pas parfaite [89]. Par conséquent, les pertes par conduction électronique sur la surface diélectrique, de densités de charges  $\rho_e$  et  $\rho_{ion}$  sont décrites par [89, 96] :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \Gamma_e \cdot \mathbf{n} - \sigma E_b, \quad \frac{\partial \rho_{ion}}{\partial t} = \Gamma_{ion} \cdot \mathbf{n}, \quad (9)$$

Où,  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal dirigé à partir du plasma vers la barrière diélectrique,  $\sigma$  est la conductivité de la barrière diélectrique et  $E_b$  est le champ électrique local à l'intérieur de la plaque diélectrique avec la direction normale à la surface.

# CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons pu caractériser les décharges glissantes aux interfaces solide(PMMA)/air, à partir d'une étude systématique sous une forme de tension alternative, 50Hz en géométrie sphère-plan et de dégager les résultats les plus marquant relatifs aux courants associées à ces décharges.

Nous avons montré que la tension appliquée, la variation de la couche d'air insérée entre l'électrode sphérique et plane ainsi que le vieillissement électrique, jouent un rôle important dans la génération et la propagation des décharges de surface. Une analyse de la surface diélectrique (PMMA) soumis au vieillissement électrique accéléré par les deux techniques FTIR et MEB a été effectuée, et voir une corrélation avec les impulsions de courant de pré-claquage.

Sous tension alternative les courants de décharge apparaissent dans le cas des deux polarités positive et négative. Nous avons constaté que les impulsions positives et négatives du courant évoluent proportionnellement avec le champ extérieur appliqué. Les amplitudes maximales des impulsions positives sont plus importantes à celles des impulsions négatives, comme cela est dû à la charge d'espace qui favorise plus au moins le régime de décharge suivant le champ local crée. Cela montre bien que les mécanismes de propagation ne sont pas les mêmes pour les deux polarités et ce qui indique que la polarité la plus contraignante est la polarité positive.

La présence d'une couche d'air entre l'électrode sphérique et la surface diélectrique influe fortement le comportement des impulsions positive et négative du courant de décharge. Dans les zones de fort champ électrique (épaisseur faible de la couche d'air) les amplitudes maximales des impulsions de courant pour les deux polarités sont plus prononcées par rapport aux couches d'air du niveau supérieur. Ce qui mène à dire que plus on augmente l'espace électrode-diélectrique plus les probabilités du processus d'ionisation seront moins importantes. Le fait que lorsque l'épaisseur de l'espace électrode sphérique et diélectrique augmente, la capacité du condensateur ainsi constitué diminue et par conséquent les impulsions de courant diminuent et conduisent à l'augmentation de la tension de contournement, ce qui est d'une importance capitale pour le dimensionnement des structures isolantes industrielles.

Grace à l'utilisation des techniques MEB et FTIR, des importantes observations ont été effectuées sur l'évolution de la surface isolant solide (PMMA) vieillie.

Des dégradations remarquables de la surface diélectrique (changement de couleur, rugosité, la formation de groupement carboxylique  $OH$  qui pourrait favoriser la conduction superficielle, dépôt de couches d'humidité.....) ont apparu ;celles-ci constituent de nouveaux sites potentiels de décharge surfacique. La dégradation est d'autant plus importante avec le temps de vieillissement ainsi que les impulsions positives et négatives de courant de pré-claquage croient avec le temps de vieillissement. La charge d'espace accumulée sur la surface diélectrique est le facteur le plus soupçonné dans cette influence. Le dépôt des couches d'humidité importantes suite au vieillissement intensif des échantillons est le facteur provoquant la diminution des amplitudes maximales des impulsions de courant de décharge. Comme cela est dû aux phénomènes d'attachement qui prédominent les processus d'ionisation qui défavorisent à leur tour le développement de la décharge.

Plusieurs travaux de recherche ont fait l'objet des descriptions mathématiques des phénomènes de pré laquage aux interfaces isolantes solide/gaz, notamment celle présentée dans ce manuscrit. Une modélisation approchée des phénomènes étudiés a été proposée en se basant sur les lois de conservation des particules électrons, ions et neutres (équations de fluide) ainsi que l'équation de poisson permettant de calculer le champ électrique. L'ensemble nous a permis de savoir le comportement des différentes particules pendant la décharge et l'interaction plasma-surface isolante.

En perspective, nous recommandons :



Une caractérisation expérimentale d'autres types de matériaux.



Simulation numérique par éléments finis pour le calcul du champ électrique aux interfaces isolantes solide/gaz et voir l'influence de permittivité diélectrique, la conductivité surfacique et d'autres paramètres.

# REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

## Bibliographie

---

- [1] Nadine Lahoud ; « Modélisation du vieillissement des isolants organiques sous contraintes électriques. Application à la fiabilité des matériaux » ; Thèse de doctorat (université de Toulouse III), Mars 2009.
- [2] Lucian CALIAP ; « Etude de l'optimisation des isolants d'un point de vue diélectrique pour les contraintes du GIS » ; Thèse de doctorat (institut polytechnique de Grenoble), Septembre 2010.
- [3] IssoufFofona ; « modélisation de le décharge positive dans les grands intervalles d'air » ; Thèse de doctorat (école centrale de Lyon), Novembre 1996.
- [4] LazharKebbabi ; « caractérisation des décharges électriques glissantes se propageant aux interfaces liquide/solide sous différents formes de tension-relation entre propriétés des matériaux et dimensions fractales » (école centrale de Lyon), Mars 2006.
- [5] M. Amokrane Handala ; « étude de la décharge de surface sous tension alternative 50Hz – effet sur une interface isolante air/solide » ; Thèse de doctorat d'état en électrotechnique (U.M.M.T.O), Décembre 2007.
- [6] M. Yali ; « contribution à l'étude de l'influence des décharges de couronne sur la perte de volume d'une aspérité de glace portée à un potentiel élevé » ; Mémoire présenté à l'université du Quebec à Chicoutoumi comme exigence partielle pour l'obtention du grade de maîtrise en ressources et systèmes », Avril 1993.
- [7] J-Charles Mateo-Valez ; « modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique » ; Thèse de doctorat (école national supérieure de l'aéronautique et de l'espace), Décembre 2006.
- [8] Ibrahima Ndiaye ; « Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace » ; Mémoire présenté a l'université du Quebec à Chicoutoumi comme exigence partielle de la maîtrise en ingénierie, mai 2003.
- [9] T. Guerrero Olivera ; « étude expérimentale du contournement des isolateurs recouverts de glace sous tensions de foudre et de manœuvre » ; mémoire présenté à l'université du Quebec à Chicoutoumi comme (E.P.M.I), juillet 2004.
- [10] Vincent Puech ; « Etude de microdécharges comme source de rayonnementultraviolet intense » ; Thèse de doctorat (université Paris sud), Décembre 2011.
- [11] J.S. Townsend « Electricity in gases »; Oxford, 1914.

## *Bibliographie*

---

- [12] Mounir Hairour ; « étude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension » ; Thèse de doctorat (Université de Montpellier II), Octobre 2007.
- [13] L.L. Alston – D.J. Tedford ; "High voltage technology", (université d'Oxford), 1968.
- [14] Axel Vincent ; « conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope » ; Thèse de doctorat (Université Paris VI ; Pierre et Marie Curie), Décembre 2002.
- [15] Christian Bouquegneau, préface de Gérard Berger « Doit-on craindre la foudre ? » ; Collection Bulles des sciences.
- [16] Cours de A. Tilmatine ; « chapitre III mécanismes de claquage des isolants gazeux ».
- [17] Bassem Khaddour ; « modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectés » ; Thèse de doctorat (école nationale d'aéronautique de Grenoble), Novembre 2006.
- [18] Carle Potvin ; « Comportement et effet de la charge d'espace sur le mécanisme des vibrations induits par effet couronne » ; (mémoire présenté à l'université du Québec à Chicoutoumi comme E.P.M.I), Mars 2000.
- [19] Alexandre Labergue ; « étude de décharge électrique dans l'air pour le développement d'actionneur plasma – application au contrôle de décollements et de d'écoulements » ; Thèse de doctorat (Université de Poitiers), Novembre 2005.
- [20] Moudoud Mustapha ; « contribution à l'étude d'une isolation solide/air soumise a une tension alternative 50HZ » ; Thèse de magister en électrotechnique (Université de M.M.T.O), avril 1997.
- [21] Pascal Lauque ; « de la couche sensible au système : dépôt par plasma froid et capteur de gaz » ; Mémoire présenté pour l'obtention de l'habilitation à diriger les recherches (Université Paul Cézanne, Aix-Marseille III), septembre 2009.
- [22] Flavian Koliatene ; « contribution a l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique » ; Thèse de doctorat (Université de Toulouse III – Paul Sabatier), Janvier 2009.

## Bibliographie

---

- [23] Ibrahim Ndiaye ; « a l'approche physique du développement de streamers positifs sur une surface de glace » ; Thèse présentée à l'université du Québec à Chicoutoumi comme E.P.D.I, Octobre 2007.
- [24] Yu Li ; " study of the influence of altitude on the characteristics of the electrical arc on polluted ice surface " ; Thèse présentée à l'université du Québec à Chicoutoumi comme E.P.D.I, Juin 2002.
- [25] Barbara Florkowska and Romuald Wlodek ; « pulse high analysis of partial discharges in air » ; IEEE transaction on electrical insulation vol.28, N°:6, Décembre 1993.
- [26] V.N. Maller and k.D. Srivastava ; " Corona inception phenomena in solid-air composite systems " ; IEEE transaction on electrical insulation Vol. EI-18 N°.4, Aug 1983.
- [27] Mokdad Remdania, Mohamed Nemamcha et Lazhar herons ; " étude du déclin de potentiel d'une surface chargée par une décharge électrique de type couronne » ; 4 th international conference on computer integrated manufacturing CIP ; 2007.
- [28] Bassem Khadour , Pierre Atten and Jean Louis Coulomb ; « electrical field modified by injected space charge in blade-plate configuration" ; IEEE transactions on magnetics, vol. 42, N°.4, April 2006.
- [29] M.C. Halleck ; " calculation of corona starting voltage in air-solid dielectrics systems" ; AIEE, April 1956.
- [30] Roland Ackermann ; « propagation of terawatt-Fem to second laser pulse and its application to the triggering and guiding of high voltage discharges " ; Thèse de doctorat (Université Claude Bernard – Lyon I), Octobre 2006.
- [31] Mahin Derakhshanian « simulation numérique des vibrations induites par effet de couronne sur un court conducteur soumis à une pluie artificielle » ; mémoire présenté à L'U.Q.A.C comme E.P.M.I, juillet 2001.
- [32] A.C.T Briggs, A. Beroual et F. Buret ; " Prebreakdown current pulses in DC stressed tetraester" ; conference record of the 1992 IEEE, international symposium on electrical insulation, Baltimore, MD USA, June 7-10, 1992.
- [33] Fatima Zahra et R.S.Nema ; « partial discharge corona pulses in air and air-solid interface" , pages 169-172.
- [34] Philippe Robert ; « matériaux d'électrotechnique » ; collection : traité d'électricité. Edition, 1999.

## Bibliographie

---

- [35] P.A. Arnold ; « 45 Degree Insulator Surface Flashover; A Revue And New Results” ; IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 23 No.1, 1988.
- [36] Bougdad Djafar ; « influence du vieillissement thermique sur les propriétés de l'éthylène propylène diène monomère » ; Thèse de doctorat (U.M.M.T.O), année universitaire 2009-2010.
- [37] Christophe GUILLERMIN ; « vieillissement électrique et thermique d'un composite résine époxyde-silice : étude des charges d'espace et de la conduction » ; Thèse de doctorat (Université Joseph Fourier Grenoble I), Mai 2004.
- [38] Eddy AUBERT ; « Diagnostic optique du vieillissement électrique des résines époxydes sous faible champ électrique » ; thèse de doctorat (Université de Toulouse III), Novembre 2008.
- [39] C.H. De Turreil and K.D. Srivastava ; « mechanism of surface charging of high voltage insulation in vacuum” ; IEEE trans. On electrical insulation, Vol. EI-8, N°. 1, March 1973.
- [40] Lucian CALIAP ; « Étude de l'optimisation diélectrique des isolants pour les contraintes des Postes haute tension sous enveloppe métallique (PSEM) » ; Journal of Electrostatics, vol. 66, no. 5-6, pp. 319–327, May 2008.
- [41] J. Lewis, T.S. Sudarshan, J.E. Tompson, D. Lee and R.A. Dougal ; “ Pre-breakdown and breakdown phenomena of electric surface in vacuum and nitrogen gaz stressed by 60 Hz voltage” ; IEEE. Conference record-international phenomena in practical systems. Gaithsburg, MD, USA, 19-20, sept 1988.
- [42] C. Laurent ; “ diélectriques solides et charges d'espace ” ; technique de l'ingénieur, traité d'électricité D 2325, Vol D 2, PP 1-13, 1999.
- [43] Younsi Abdelkrim ; « Etude du comportement de matériaux isolants mis en contact avec une décharge électrique basse fréquence haute pression. Application au polypropylène pour condensateurs » ; Thèse de doctorat (Université de Toulouse III), 1991.
- [44] Michel Aguet, Michel Lanoz ; « traité d'électricité vol. 22, haute tension » ; Décembre 2001.
- [45] Y. Yamano, Y. Takahashi, and S. Kobayashi ; “ Improving Insulator Reliability with Insulating Barriers ” ; IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 25 No. 6, December 1990.

## Bibliographie

---

- [46] S. Grzybowski et E. Kuffel ; « Electric surface strength of high-voltage insulators in vacuum” ; IEEE. Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-99, No. 5 sept/Oct 1980.
- [47] [37 1] J.H. Mason ; « discharges » ; IEEE trans. Electr. Insulation, Vol. 1, EI 13, N°.4, August 1978.
- [48] N.L. allen and P.N. Mikropulos ; “ Streamer propagation along insulation surface in air” ; IEEE transaction dielectric. Insulation, Vol. 6, N°.3, PP 357-362, 1999.
- [49] John. H Mason ; “ Effects of Thickness and Area On The Electric Strength Of Polymers” ; IEEE Transaction On Electrical Insulation, Vol. 26 No. 2, April 1991.
- [50] M. L. Coulibaly ; « Etude de la morphologie et de la longueur finale des décharges se propageant sur des isolateurs en verre et en Téflon en présence de différents gaz et mélanges gazeux » ; JCGE 08 LYON, 16 et 17 Décembre 2008.
- [51] S.A.Bessedik, H.Hadi, M.Marich, A. Bouyekni ; « Modélisation dynamique du phénomène de contournement des isolateurs pollués » ; exposé (Université des Sciences et de la Technologie d’Oran, Algérie), mars 2012.
- [52] A. Kawshim and S. Holte ; “ Lichtenberg figures on various electrical insulating materials” ; IEEE. Trans. Elect.Insul.Vol. 13-EI.N°.1.February 1978.
- [53]H. G. Bender and H.C. Karner ; “ Breakdown Of Large Vacuum Gaps Under Lightning Impulse Stress” ; IEEE. Transactions On ElectricalInsulation, Vol. 23 No.1; 1988.
- [54] Georges Leroy, Claude Gary, Bernard Hatzler, JaquesAlot et Christian Bubantou ; “ propriétés diélectriques de l’air et les très hautes tensions » ; Edition Eyrolles, 1984.
- [55] E. Kuffel ; « Electric surface strength of high-voltage insulators in vacuum” ; IEEE. Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-99, No. 5 sept/Oct 1980.
- [56] Jean-Claude Dubois ; « Propriétés diélectriques des plastiques » ; Techniques de l’Ingénieur, traité Plastiques et Composites » ; Forme AM 3 140, 2001.
- [57] E. Odic, A. Godman, M. Goldman, M. Dhainaut and R. Dussart ; “Current distribution of AC surface discharges and associated chemistry » ; Journal of Electrostatics 64, 7-9 (2006) 477-484.
- [58] M.A. Handala and Omar lamrous ; « study of pre-breakdown current in air-solid interface” ; Proceeding of the 9<sup>th</sup>. Int. Conf on proprieties and applications of dielectric materials.July.19-23, 2009, Harbin, China.
- [59]Katia Allégraud ; “ décharge a barrière diélectrique de surface : physique et procédé ” ; Thèse de doctorat de l’école polytechnique, Septembre 2008.

## Bibliographie

---

- [60] Mamadou Lamine Coulibaly ; « Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale » ; Thèse de doctorat (école centrale de Lyon), juillet 2009.
- [61] Emmanuel ODIC ; « Propriétés physicochimiques de décharges électriques à pression atmosphérique. Application à la décontamination biologique de surface » ; Mémoire habilitation à diriger des recherches (SUPELEC, campus de Gif-sur-Yvette), Janvier 2008.
- [62] Sefelec ; (notes d'informations techniques), « Les tests diélectriques : étude des facteurs d'influence sur les essais de rigidité » ; édition 2002.
- [63] Y. Murooka, T. Takada and K. Hidaka ; " Nanosecond surface discharge and charge density evaluation part I. Review and experiments" ; IEEE. Elec. Insu. Magazine.Vol. 17, N°.2, pp 6-16, 2001.
- [64] Y. C. Zhu, T. Takada, Y. Inoue and D. Tu ; « Dynamics observation of needle-plane surface discharge using the electro-optical pockels effect" ; IEEE. Trans. Dielec. Insul. Vol. 3, N°. 3, pp 460-468, 1996.
- [65] Pierre Magnier; « Étude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique », Thèse de doctorat (Université d'Orléans), Novembre 2007.
- [66] Yu. S. Akisheb, G. I. Aponin, V. B. Karalnik, A. E. Monich and N. I. Trushkin ; " Structure of the surface streamers of an AC barrier corona in argon" ; plasma physics reporters, Vol. 30, N°. 12, 2004, pp. 1012-1027. Translated from fizika plazmy, Vol. 30, N°. 12, 2004, pp. 1088-1104.
- [67] N. Hammadi, R. Ouiddir, A. Tilmatine, S.M. Remaoun, K. Medles ; « Étude et modélisation expérimentale de la décharge à barrière diélectrique » ; J. Phys.D: Appl. Phys., 37(7), 1021-1030, 2007.
- [68] R.S. Nema and F. Zahra " Study of Corona Pulses in Air-Solid Interface", I.E.E.E. Conference Record of International Symposium on Electrical Insulation, pp.407-410, Virginia, USA, 1998.
- [69] R. Messaoudi, A. Younsi, F. Massine, B. Despax and C. Mayoux, " Influence of Humidity on Current Waveform and Light Emission of a Low-Frequency Discharge Controlled by a Dielectric Barrier, IEEE Trans. on D.E.I, Vol.3, N° 4, pp. 537-543, 1996.
- [70] M. Gamez-garcia, R. Bartnikas and M.R. Wertheimer ; " Correlation of surface degradation and discharges" ; IEEE.Conference record of the international symposium on electrical insulation, pp. 287-291, Boston, 1988.

## Bibliographie

---

- [71] M. L. Coulibaly et A. Beroual ; « Caractérisation Optique et Electrique des Décharges se Propageant sur des Interfaces Solide/Gaz et Mélanges de Gaz sous Tension de Foudre » ; Conférence sur les Matériaux du Génie Electrique, Toulouse, France, 15 et 16 Mai 2008.
- [72] Bonan Kang, L. W. Tan, and S. R. P. Silva, " Fluoropolymer indium-tin-oxide buffer layers for improved power conversion in organic photovoltaics " ; APPLIED PHYSICS LETTERS 93, 133302 \_2008.
- [73] M. A. HANDALA, N. KIRECHE, S. RONDOT, E. BELHITECHE ; « Etude de la dégradation du PMMA soumis à une décharge couronne » ; Communication finale IMDM-2012.
- [74] Nora KIRECHE et Mohand Amokrane HANDALA ; « Analyses MEB et FTIR du PMMA soumis à une décharge à barrière diélectrique » ; Communication finale.
- [75] J. P. Trotignon, J. Verdu, A. Dobraczynski, M. Piperaud, «Précis de matières plastiques», 5<sup>ème</sup> Edition AFNOR,1994.
- [76] R. Perrin, J. P. Scharef ; «Chimie industrielle », TI, Editions Masson 1995.
- [77] Fiche toxicologique N° 3 ; « Acétone » ; fiche établie par les services techniques et médicaux de L'INRS ; Edition 2003.
- [78] ManfredHegger, Volker Auch-Schwelk, Mattias Fuchs et ThorstenRosenkrans ; " Construire" ; Edition française, 2009 1ère édition, presses polytechniques et universitaires romandes.
- [79] HAMEG Instruments ; « Oscilloscope HM 1507-3.02 » ; édition janvier 2001.
- [80]Nabila DHAHBI ; « Modélisation Dynamique des Décharges sur les Surfaces d'Isolateurs Pollués sous Différentes Formes de Tension: Elaboration d'un Critère Analytique de Propagation » ; Thèse de doctorat (l'école centrale de Lyon), Mars 1998.
- [81] Sémion DiampeniKimbakala ; « Modélisation dynamique des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées avec des dépôts discontinus sous différentes formes de tensions » ; Thèse de doctorat (l'école centrale de Lyon), Décembre 2007.
- [82] Binjie DON ; « Étude et caractérisation de plasmas destinés au contrôle actif d'écoulement gazeux subsonique » ; Thèse de doctorat (université d'Orléans), Novembre 2008.

## Bibliographie

---

- [83] Laure MARTIN ; « Dépollution d'effluents chargés en composés organiques volatils cycliques (toluène et bêta-pinène) par décharge couronne à barrière diélectrique. Marquage isotopique et simulation du procédé » ; Thèse de doctorat (université de Paris VI), juillet 2005.
- [84] TheirryDuffour ; « Etude expérimentale et simulation des micros plasmas générés dans les micros cathodes creuses » ; Thèse de doctorat (université d'Orléans), Novembre 2009.
- [85] M. Moudoud, O. Lamrous, M. Megherbi ; « Influence du Vieillissement Electrique sur la Conductivité Electrique du PolyMethylMetacrylate » ; U.M.M.T.O ; communication finale, 2010.
- [86] Bertrand VissouvanadinSoubarett ; « Matériaux de câble à isolation synthétique pour des applications au transport d'énergie HVDC » ; Thèse de doctorat (université de Toulouse III- Paul Sabatier), Juin 2011.
- [87] M. Fu, G. Chen, L. A. Dissado et J. C. Fothergill ; « Influence of Thermal Treatment and Residues on Space Charge Accumulation in XLPE for DC Power Cable Application » ; IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 14, No. 1; February 2007.
- [88] M. Pascual, R. Balart , L. Sanchez, O. Fenollar, O. Calvo; "Study of the aging process of corona discharge plasma effects on low density polyethylene film surface"; J Mater Sci (2008).
- [89] WooSeok Kang, Yong-Ho Kim, Sang Hee Hong, and Young-Hoon Song; "Numerical modeling on recurrence of microdischarges in dielectric barrier discharge"; communication Department of Nuclear Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea 2000.
- [90] Sébastien Célestin; « Étude de la dynamique des streamers dans l'air à la pression atmosphérique » ;Thèse de doctorat (Ecole centrale de Paris), Décembre 2008.
- [91] T Unfer and J P Bœuf ; « Modelling of a nanosecond surface discharge actuator " ; J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 194017 (12pp).

## *Bibliographie*

---

[92] BalajiJayaraman, Young-Chang Cho et Wei Shyy; "Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator"; 38th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference<br>In conjunction with the<br>16<sup>th</sup> 25 - 28 June 2007, Miami, FL.

[93] G E Georghiou, A P Papadakis, R Morrow et A C Metaxas; "Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production"; J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) R303–R328.

[94] MMadani, A. Bogaerts, R. Gijbels, D. Vangeneugden; "Modeling of a dielectric barrier glow discharge at atmospheric pressure in nitrogen" ; Proceedings of International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry / Haljaste, A. [edit.]; et al. [edit.] . - 2002 .- p. 130-133.

[95] Tom Martens ; « Numerical simulations of barrier discharges"; these de doctorat (University Antwerpen), 2010.

[96] Woo Seok Kang, Jin Myung Park, Yongho Kim, and Sang Hee Hong, Member, IEEE; "Numerical Study on Influences of Barrier Arrangements on Dielectric Barrier Discharge Characteristics"; IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 31, NO. 4, AUGUST 2003.

# SOMMAIRE

<b>I.1. Introduction générale.....</b>	<b>02</b>
<b>Chapitre I : Phénomènes de préclaquage dans les interfaces solide/gaz</b>	
I.1.Introduction.....	06
I.2.Phénomènes d'initiation de la décharge.....	07
I-3 : Phénomènes d'ionisation d'attachement et derecombinaison.....	07
Ionisation.....	07
Attachement d'électrons.....	08
Recombinaison.....	08
I-4. Avalanche électronique.....	09
I-4-1.La décharge de Townsend.....	10
I-4-1-1.limite du critère de Townsend.....	11
I-4-2.la loi de Paschen.....	12
I.4.3.Théorie des streamers.....	13
I.4.4.Types de streamers.....	15
I.4.4.1.Streamer positifs.....	15
I.4.4.2.Streamers négatifs.....	16
I.4.4.3.Critères d'établissement de la décharge streamer.....	18
I.4.4.3.a.Critère de Raether.....	18
I.4.4.3.b.Critère de Meek.....	19
I.5.Décharge couronne.....	19
I.6.Quelques applications sur les décharges couronnes.....	20
I.7.Décharges surfaciques.....	21
I.7.1.Phénomènes superficiels.....	22
I.7.2.les principaux mécanismes.....	22
A. La distorsion du champ électrique.....	23
B. Processus d'accumulation des charges surfaciques et décharge dans une interface solide/gaz.....	27
B.1. Processus de charge et décharge en champ uniforme.....	27
B.2.Processus de charge et de décharge en champ non uniforme.....	29
I.7.3.Influence d'une surface diélectrique sur l'initiation et la propagation des streamers..	32

## Chapitre II. Paramètres influençant la rigidité diélectrique des interfaces solide/gaz

II.1.Rigidité diélectrique et mécanismes de claquage.....	36
II.1.1.Introduction et définitions.....	36
II.1.2.Le claquage électro-mécanique.....	37
II.1.3.Le claquage thermique.....	37
II.1.4.Le claquage électronique.....	38
II.1.5.Le claquage par arborescence.....	38
II.2.Dégradation progressive de la rigidité diélectrique.....	39
II.3.Paramètres influençant la rigidité diélectrique des interfaces solide/gaz.....	39
a. Cas d'un intervalle d'air en série avec un isolant solide.....	39
b. Généralisation.....	42
II.3.2.Influence des électrodes sur la rigidité diélectrique de l'isolation solide/gaz.....	42
II.3.2.a. Importance de l'état de surface des électrodes.....	42
II.3.2.b. Rayon de courbure de la pointe.....	43
II.3.2.c. Diamètre de l'électrode haute tension.....	44
II.3.2.d. Influence de la distance inter électrode.....	45
II.3.3.Influence des caractéristiques de l'isolant solide sur la rigidité diélectrique d'une isolation solide/gaz.....	46
II.3.3.1.Dimensions de l'isolant solide.....	46
A. Epaisseur de l'isolant solide.....	46
B. Effet de la nature de l'isolant solide.....	47
C. Forme de l'isolant solide.....	47
II.3.3.2. Caractéristiques superficielle de l'isolant solide.....	48
A. Etat de surface de l'isolant solide.....	48
A.1.Conductivité superficielle.....	48
A.2.Résistivité superficielle.....	49
A.3.Conditionnement de l'isolant solide.....	50
II.3.4.Influence de la nature de la tension appliquée sur la rigidité diélectrique de l'isolation composée solide/gaz.....	51
II.3.5.Influence des conditions atmosphériques sur la tension de décharge d'une isolation hybride solide/gaz.....	52
a. Humidité.....	52
b. Température.....	52
c. Pression.....	53
<b>Chapitre III. Etude des courants de décharge</b>	
III.1.Introduction.....	56

III.2. Morphologie des décharges de surface.....	56
III.3. Les courants de préclaquage dans les décharges surfaciques.....	61
III.4. Formes des impulsions du courant de décharge.....	62
III.5. Temps de montée et de descente d'une impulsion du courant de décharge.....	64
III.6. Paramètres influençant les courants de décharge.....	65
A. Influence de la tension sur le courant maximal de la décharge.....	65
B. Influence de l'épaisseur diélectrique sur le courant maximal de décharge.....	66
C. Influence de la permittivité diélectrique sur le courant maximal de décharge.....	66
D. Influence de l'insertion d'une couche d'air entre l'électrode point et le solide diélectrique sur le courant maximal de décharge.....	67
III.7. La charge associée à la décharge de surface.....	68
III.8. Longueur finale $L_f$ des décharges surfaciques.....	71
III.9. Vitesse moyenne des décharges de surface.....	73
<b>Chapitre IV. Partie expérimentale</b>	
IV.1. Introduction.....	76
IV.2. Montage expérimentale.....	76
IV.3. Système d'électrodes.....	77
IV.4. Echantillons utilisés.....	78
IV.4.1. Description générale du polyméthacrylate de méthyle.....	78
IV.4.1.1. Procédé de fabrication.....	79
a. Production du monomère.....	79
b. Production du poly méthacrylate de méthyle.....	79
IV.4.2. Préparation des échantillons.....	80
IV.5. Utilisation du <i>PMMA</i> .....	81
IV.6. Mesure du courant de préclaquage.....	82
IV.7. Protection de l'oscilloscope.....	83
IV.8. Compatibilité électromagnétique.....	84
IV.9. Essais préliminaires.....	84
IV.2. Interprétation des résultats expérimentaux et proposition d'un modèle.....	85
IV.2.1. Introduction.....	85
IV.2.2. Etude de l'influence de la tension appliquée sur l'amplitude maximale du courant de décharge.....	85
IV.2.3. Influence de l'intervalle d'air.....	89
IV.2.4. influence du vieillissement.....	92
A. Irradiation par un faisceau électronique ( <i>MEB</i> ).....	93

B. Modèle du mécanisme de formation des groupements OH.....	95
<b>Chapitre V. Proposition d'un modèle</b>	
V.1. Modélisation mathématique approchée des phénomènes de pré claquage .....	99
V.2. Equations du fluide .....	99
V.3. Calcul du champ électrique.....	100
<b>Conclusion générale</b> .....	103
<b>Références bibliographiques</b> .....	106
<b>Sommaire</b> .....	115