

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU



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

**Mémoire de Fin d'Etudes
de MASTER ACADEMIQUE**
Domaine : **Sciences et Technologies**
Filière : **Génie Electrique**
Spécialité : **Réseaux électriques**

Présenté par
Kaci LATAMENE
Lynda MANSEUR

Thème

Etude d'une isolation hybride gaz-solide

Mémoire soutenu publiquement le 29/09/2016 devant le jury composé de :

M Salah HADDAD
Professeur, UMMTO, Président

M M'hand MEKIOUS
MAA, UMMTO, Encadreur

M Mohammed MEGHERBI
Professeur, UMMTO, Examinateur

Mme F. BITAM-MEGHERBI
Professeur, UMMTO, Examinatrice

Remerciements

*Le présent travail est effectué au laboratoire haute tension de l'Université Mouloud Mammeri sous la Direction de Monsieur **MEKIOUS M'hand**. Nous tenons à lui exprimer notre profonde gratitude pour sa patience et sa disponibilité, ainsi que pour ses conseils précieux et ses encouragements qui nous ont contribués à mener à terme ce travail.*

*Nous tenons à remercier Monsieur **HADDAD Salah**, Professeur à l'UMMTO pour avoir accepté de présider ce jury.*

*Nos vifs remerciements vont à Monsieur **MEGHERBI Mohammed**, Professeur à l'UMMTO pour avoir accepté de juger ce travail.*

*Nos remerciements vont également à Mme **BITAM-MEGHERBI Ferroudja**, Professeure à l'UMMTO pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury*

Nous tenons également à remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire.



Dédicaces

Que ce travail témoigne de mes respects :

A mes parents :

Grâce à leurs tendres encouragements et leurs grands sacrifices, ils ont pu créer le climat affectueux et propice à la poursuite de mes études.

Aucune dédicace ne pourrait exprimer mon respect, ma considération et mes profonds sentiments envers eux,

Je prie le bon Dieu de les bénir, de veiller sur eux, en espérant qu'ils seront toujours fiers de moi.

A mes sœurs et à mon frère.

*A la famille **MANSEUR** et **LATAMENE**.*

Ils vont trouver ici l'expression de mes sentiments de respect et de reconnaissance pour le soutien qu'ils n'ont cessé de me porter.

A tous mes professeurs :

Leur générosité et leur soutien m'oblige de leur s témoigner mon profond respect et ma loyale considération.

A tous mes amis et mes collègues :

Ils vont trouver ici le témoignage d'une fidélité et d'une amitié infinie.

MANSEUR LYNDA et LATAMENE KACI

Sommaire

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I : Généralité sur les décharges dans les gaz.

I.1-Introduction.....	3
I.2- Caractéristique courant - tension des différents types de décharge dans les gaz.....	3
I.3- Formation des décharges dans les gaz	4
I.4- Décharges dans les gaz.....	5
I.4.1- Décharge de Townsend (à faible pression).....	6
I.4.2- Critère de décharge de Townsend.....	7
I.4.3- Limite de la théorie de Townsend.....	8
I.5- Théorie des streamer (décharge autonomes à pression élevée).....	8
I.5.1- Définition.....	8
I.6- La Loi de Paschen.....	10
I.7- Décharges couronne.....	11
I.7.1- Configuration des décharges couronne.....	11
I.7.2- Caractéristique courant-tension et régime de décharge couronne.....	12
I.7.3- Mécanismes de la décharge couronne.....	13
I.7.3.1- champ électrique et topographie de la décharge.....	13
I.8- Conclusion.....	14

Chapitre II : Décharges électriques dans les solides isolants

II.1- Introduction.....	15
II.2- Définitions.....	15
II.2.1- Diélectrique.....	15
II.2.2- Isolant.....	15
II.3- Caractéristiques générales des isolants solides.....	15
II.3.1- La résistance et la résistivité transversales (volumique).....	15
II.3.2- Résistance et résistivité superficielles.....	16

II.3.3- Résistance d'isolement.....	16
II.3.4- Influence de divers paramètres sur les résistivités.....	17
II.4- Rigidité diélectrique des isolants solides.....	18
II.4.1 Définition.....	18
II.4.2- Rigidité intrinsèque.....	18
II.4.3- Rigidité pratique.....	18
II.5- Influences de divers paramètres sur la rigidité diélectrique.....	19
II.5.1- Influences de la température.....	19
II.5.2- Influence de la tension appliquée.....	19
II.5.3- Influence de l'épaisseur et de l'homogénéité de l'éprouvette.....	19
II.5.4-Influence des caractéristiques électriques et thermiques du milieu ambiant.....	19
II.6- Permittivité ou constante diélectrique.....	19
II.7- Mécanisme de claquage des isolants solides.....	20
II.7.1- Claquage électrique.....	21
II.7.2- Claquage thermique.....	23
II.8- Phénomènes de polarisation.....	24
II.9- Conclusion.....	25

Chapitre III : Etude des barrières diélectrique dans un intervalle d'air en géométrie point-plan

III.1- Introduction.....	26
III.2- Paramètres définissant la nature de la barrière.....	26
III.3- Décharges partielles.....	27
III.4- Influence des barrières sur la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan.....	28
III.4.1- Influence selon E. Marx.....	28
III.4.2- Influence selon H. Roser.....	28
III.4.3- Influence selon Tikhodeev.....	29
III.4.4- Influence selon M.P. Verma.....	30
III.4.5- Influence selon J.Pilling.....	30
III.4.6- Influence selon M.Awad.....	30
III.4.7- Influence selon A.Boubakeur.....	30
III.4.8- Influence selon Li Ming.....	31
III.4.9- Influence selon Z.You Bin.....	32

III.4.10- Influence selon M.V.Sokolova.....	33
III.4.11- Influence selon F.V. Topalis et I.A.Stathopoulos.....	34
III.5- Influence des barrières isolantes sur le champ électrique des intervalles d'air pointe-plan.....	35
III.6- Conclusion.....	37

CHAPITRE IV : Résultats et commentaire

IV.1- Introduction.....	39
IV.2- Banc d'essai.....	39
IV.3- Dispositif expérimental.....	40
IV.4- Propriétés des matériaux utilisés.....	41
VI.4.1- Le Polyméthacrylate de méthyle (PMMA).....	41
VI.4.2- Le Styrène-acrylonitrile (SAN).....	41
VI.4.3- Polystyrène (PS).....	42
VI.4.4- Le verre.....	42
VI.5- Mode opératoire.....	42
IV.6- Résultats et commentaires	43
IV.6.1- Influence de la barrière sur la tension de claquage.....	43
IV.6.2- Influence de l'épaisseur de la barrière sur la tension de claquage ou de contournement.....	44
IV.6.3- Influence du diamètre de la barrière sur la tension de contournement.....	44
IV.6.4- Influence du matériau de la barrière.....	45
IV.7- Conclusion.....	46
Conclusion générale.....	47

Le domaine du génie électrique demeure l'un des principaux domaines scientifiques réclame actuellement de plus en plus d'investigation, la majorité des technologies, actuelle et future utiliser dans notre société est dépendante de cette énergie électrique.

D'importants efforts de recherche ont été menés dans le but d'étudier les contraintes des systèmes électriques; et ramener des améliorations aux processus de production, transport et distribution subissent plusieurs problèmes dont l'isolation électrique.

Les équipements haute et moyenne tension comportent le plus souvent des structures mixtes, combinées au moins en deux phases: solide-liquide ou gaz-solide.

Dans cette étude, nous nous intéresserons plus particulièrement à la structure hybride (gaz-solide) qui subit des contraintes électriques c'est à dire décharge électrique.

En présence d'un champ électrique, divers phénomènes peuvent prendre naissance dans le volume ou à la surface des matériaux constituant cette isolation. En effet, au-dessus d'une certaine valeur dite de seuil du champ électrique, des décharges volumiques ou surfaciques peuvent prendre naissance et se développer jusqu'à la rupture diélectrique ou au contournement de l'isolateur conduisant ainsi à la destruction de la structure isolante voire à la mise hors service du système.

L'utilisation de telles structures permet d'améliorer la tenue diélectrique des systèmes. Par contre; plusieurs facteurs peuvent affecter leur rigidité a savoir la nature de la tension (alternative, continue et choc de foudre) appliquée à l'isolant solide, la géométrie des électrodes (pointe-plan, sphère-plan, sphère –sphère, plan-plan), se propageant sur divers types de matériaux isolants (PTFE, Résine Epoxy et Verre) en présence de différents gaz et mélanges ($SF_6, N_2, CO_2, SF_6 - N_2$ et $SF_6 - CO_2$) sous différentes pression, générées sous une forme de tension (alternative à 50 Hz) impulsionnelle , ou choc de foudre dans une configuration d'électrodes pointe - 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. Par contre, il existe très peu de résultats sur l'influence de la tension, de la distance inter-électrode et de facteur vieillissement sur l'évolution des impulsions du courant de décharge.

Dans le cadre de cette étude, nous avons divisé notre travail en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous donnons un aperçu sur les décharges électriques dans les gaz.

Le second chapitre est consacré à l'étude des décharges électriques dans les solides isolants tout en insistant sur les principaux types de claquages qui demeurent à ce jour peu maîtrisés.

Dans le troisième chapitre, nous abordons les isolations composées solide-gaz, dans lesquelles le premier diélectrique fait office de barrière.

Le quatrième chapitre est réservé à l'étude expérimentale et aux commentaires des quelques résultats obtenus.

Nous terminons par une conclusion générale.

Bibliographie

- [1] **M. Mekious**, « *Claquage des isolantes hautes tensions, influence du matériau d'électrode sur une décharge couronne* », Mémoire de Magister de l'UMMTO, 2001.
- [2] **A.Sublet**, « *Caractérisation de décharges à barrière diélectrique atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de courbes d'oxyde de silicium* », Thèse de Doctorat de l'école polytechnique Fédérale de Lausanne, 2007.
- [3] **R.D.Medina**, « *Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement* », Thèse de Doctorat de l'université de Toulouse, 2008.
- [4] **G.LeRoy, C.Gary, B.Hutzler, J. Lalot et C. Dubanton**, « *Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions* », Edition Eyrolles, 1984.
- [5] **Y.Bourek**, « *Détermination des conditions d'ionisations caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue* » Mémoire de Magister, l'Université de Batna, 2005.
- [6] **M.A. Handala**, « *Techniques de la haute tension* », polycopié de cours, UMMTO, 2004
- [7] **L. Khelloul et F. Meziane**, « *Influence d'une barrière diélectrique sur une décharge couronne en géométrie pointe-plan* », Mémoire d'Ingénieurs de L'UMMTO, 2006.
- [8] **N. Dubus**, « *Contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique* », Thèse de Doctorat de l'université de Poitiers, 2009
- [9] **K.Hocin**, « *Influence de l'effet couronne sur les surtensions dans les lignes et les transformateurs de haute tension* », Mémoire de Magister de L'UMMTO, 2011.
- [10] **D.Saad**, « *Effet de la décharge couronne sur les surfaces isolantes et les surfaces métalliques* », », Mémoire de Magister de L'UMMTO, 2011.
- [11] **A.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 isotrope* », Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 2002.
- [12] **A.Belhiteche**, « *Etude de la dégradation d'un solide isolant soumis aux décharges électrique de surface* », Mémoire de Magister de L'UMMTO, 2012.
- [13] **R.Fournié, R.Coelho**, « *Bases théorique* », Technique de l'ingénieur, D 2 300,2007.
- [14] **C.Menguy**, « *Mesure des caractéristiques des matériaux isolants solides* » ; Technique de L'ingénieur D 2 315,2007.

- [15] **R. Fournié**, «les isolants en électrotechnique concept et théorique », Edition Eyrolles, 1986.
- [16] **M.L. Coulibaly**, « *Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale* », Thèse de Doctorat de l'école Centrale de Lyon, 2009.
- [17] **C. Zener**, «*A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics*», Proc. R. Soc., 145, pp. 523-529, Lond. July 2, 1934.
- [18] **A. Von Hippel**, «*Electronic Conduction in Insulating Crystals under Very High Field Strength*», Phys. Rev, Vol. 54, pp. 1096-1102, 1938.
- [19] **A. Casner**, « *Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser* », Université des Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2002.
- [20] **F. Forlani and N. Minnaja**, «*Electrical Breakdown in Thin Dielectric Films*», Journal of Vac. Sci. Technol., Vol. 6, Issue 4, pp. 518-526, 1969.
- [21] **R. Coelho et B. Aladenize**, «*Les diélectriques*», Edition Hermès, Paris, 1993.
- [22] **J. Juchniewicz and J. Lisiecki**, «*Systèmes d'isolation haute tension*», Université Technologique de Wroclaw, WPW, Wroclaw, 1980.
- [23] **L. A. Dissado and J. C Fothergill**, « *Electrical degradation and break do polymers*», Peter Peregrines IEE Publishers, 1992.
- [24] **J.C. Maxwell**, «*A Treatise on Electricity and Magnetism*», Third ed., Vol 1, Chap 9, Art310-314, Clarendon Press, Oxford, 1891.
- [25] **A. Boubakeur**, « *Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan* », Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de Varsovie, Pologne, 1979.
- [26] **A. Boubakeur**, « *Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointeplan* », Rozprawy Elektryczne (Polish Academy of Sciences), Vol.27, N°3, pp.729-744, 1981.
- [27] **A. Beroual and A. Boubakeur**, « *Influence of barriers on the lightning and switching Impulse strength of mean air gaps in point-plane arrangements* », IEEE Trans. Electr. Insul, Vol .20. N°6, 1991.

- [28] **H.E. Remdeand H. Boeker**, « *Voltage-current characteristics during propagation of a surge breakdown of a point-to-plane gap with insulating barrier* », IEEE. Trans, Vol. 91, N° 1, pp.271-276, 1972.
- [29] **M. Aguet, M. Ianoz**, « *Haute tension* Volume XXII : traité d'électricité », Edition Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1982.
- [30] **CEI 60270-2**, « *Partial discharge measurement* », 2000.
- [31] **C.Guillermin**, « *La dégradation des isolants électriques* », LEMD- Schneider Electric, p 1-4, 1999.
- [32] **E.Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel**, « *High voltage engineering fundamentals* » Edition, Butterworth-Heineman, Oxford, 2000.
- [33] **E. Marx**, « *Air dielectric strength in non-uniform fields* », E.T. Z., H 33, pp.1161-1165, 1930.
- [34] **H.Roser**, « *Dielectric strength screen in air* », E.T.Z. H17, Bd 53, pp.411-434, 1932.
- [35] **N.N. Tikhodeev**, « *Effect of an incomplete barrier in electrical discharge; new experiments and advances in theory* », Soviet Physics Tech. Phys, Vol.2, 1957.
- [36] **M.P.Verma**, « *Electric field lines of rod-barrier-plane in positive impulse voltage* », Wiss.Zeit. der TU Dresden H1, 1962.
- [37] **J.Pilling**, « *Dielectric barrier in uniform field* », Elektrie 23, H11, 1969.
- [38] **M.Awad**, « *Disruption d'un intervalle d'air pointe-plan avec barrière polluée* », Elektrie 29, H10, 1975.
- [39] **J.L.Jakubowskiet A.Boubakeur**, « *Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières* », Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [40] **L. Ming, T. Bengtsson**, « *Barrier effects air insulates systems under DC voltage* », Session 4303, 8th ISH, pp.1-4. Japan 1993.
- [41] **L. Ming, M. Leijon, T. Bengston**, « *Factors influencing barrier effects in air gaps* », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2168, pp.1-4, Graz 1995.

[42] **L. Mokhnache**, « *Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace* », Thèse de magister, ENP d'Alger, 1997.

[43] **M.V. Socolova and A.N. Zhukov**, « *Influence of barrier surface properties on the discharge in a narrow gas gap* », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2899, pp. 1-4, Graz, 1995.

[44] **F.V. Topalis and I. A. Stathopoulos**, « *Barrier effect on electrical breakdown air gaps: a theoretical approach* », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2147, pp.1-4, Graz, 1995.

[45] **J.M.Meek and M.M.Collins**, « *Measurement of field preceding impulse breakdown of rodplane gaps* », Proc. Of the 7th Int.conf. On Phenomena in ionized gases, Vol.1, Belgrad, pp.581-585, 1966.

[46] **K.Hidaka**, « *Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectric using a pockels sensor* », IEEE. Electrical Insulation Magazine, Vol.12, N°1, pp17-28,1996.

I.1-Introduction

Les phénomènes de décharges électriques étudiées existant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques.

Dans ce chapitre, nous abordons les aspects fondamentaux relatifs au comportement diélectrique de la structure du gaz. Nous nous intéresserons aux phénomènes de décharges dans les gaz [1].

I-2-Caractéristique courant - tension des différents types de décharge dans les gaz

En fonction de la distance inter-électrodes, du matériau des électrodes et de la pression, on peut distinguer plusieurs types de décharges qui sont classifiées par rapport à leurs caractéristiques courant-tension comme le montre la figure I.1 (a). La courbe supérieure correspond aux décharges en haute pression (autour de la pression atmosphérique). Par contre, la courbe inférieure correspond aux décharges en basse pression (<1mbar). En haute pression, la décharge est de type filamentaire, c'est pourquoi sous certaines conditions, il est bien possible d'obtenir une décharge lumineuse.

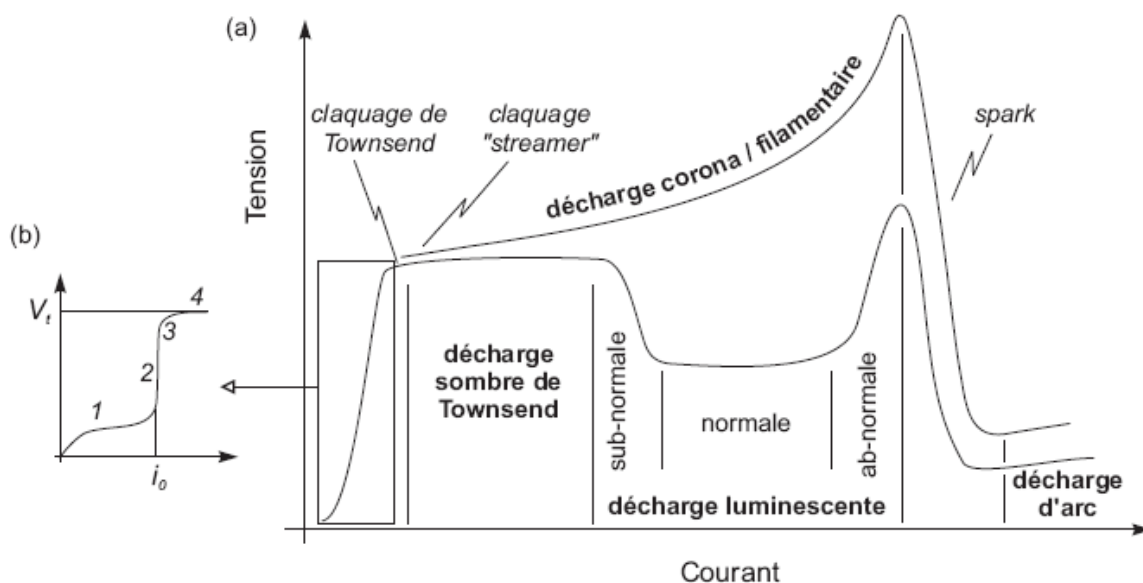


Figure I.1 : (a) Caractéristique courant tension de différents types de décharge dans les gaz

(b) Zoom sur la caractéristique de la décharge non-entretenu [2].

On distingue les quatre catégories de décharges [2]:

- **La décharge sombre de Townsend** : caractérisée par un courant très faible ($\sim 10^{-8}$ A) ;
- **La décharge lumineuse (Glow)** : beaucoup plus utilisée dans les procédés industriels, généralement à basse pression (<mbar) à faible courant ($\sim 10^{-2}$ A) et des

tensions ($\sim 1\text{kV}$). Comme pour la décharge de Townsend, les électrons sont émis par impacts ioniques à la cathode ;

- **La décharge couronne ou filamentaire** : rencontrée généralement à pression atmosphérique, courant faible ($\sim 10^{-6}\text{A}$). Elle se développe localement sous un champ électrique non uniforme;
- **La décharge d'arc** : caractérisée par un fort courant ($>100\text{A}$), une faible tension ($<100\text{V}$) et une émission lumineuse très intense. Dans ce type de décharge, les électrons sont émis par un procédé thermo-ionique dû au chauffage de la cathode.

A l'enclenchement de ces décharges, on distingue trois types de claquage figurant sur la figure I.1 (a), le claquage de type de *Townsend*, le claquage de type *streamer* et claquage de type *Spark* (étincelle).

I.3-Formation des décharges dans les gaz

La formation des décharges dans les gaz est due à un transfert d'énergie entre un électron accéléré par un champ électrique et les molécules neutres du gaz et on distingue deux types de collisions [3]:

- **Collisions élastiques** : ces collisions préservent l'énergie interne du système, seule la vitesse des atomes est accélérée ;
- **Collisions inélastiques** : dans ce genre de collisions, l'énergie interne des molécules change. si l'énergie cinétique de la collision est suffisante, un électron peut lors de cette collision ioniser ou exciter la molécule neutre rencontrée.

Le tableau suivant présente les principales collisions produites par des électrons dans une décharge électrique (A et B sont deux atomes du gaz).

<i>Nom de la collision électronique</i>	<i>Sa constitution chimique</i>
Ionisation	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$
Excitation	$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$
Ionisation (Penning)	$e + A^* \rightarrow 2e + A^+$
Collision élastique	$e + A \rightarrow e + A$
Dissociation	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Ionisation dissociative	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$
Attachement dissociatif	$e + AB \rightarrow A^- + B$
Recombinaison	$e + A^+ + B \rightarrow A + B$

Tableau I.1 : Collisions induites par un électron dans un plasma de décharge [3].

Pour obtenir une description plus formelle de ces processus, il est intéressant de déterminer le nombre de chocs que subira l'électron par unité de temps. Nous supposons que la distribution de vitesse des molécules du gaz obéit à la loi de **Maxwell-Boltzmann**. Si l'on admet que l'électron se déplace à une vitesse moyenne v pendant un temps, il parcourt alors la distance $v \cdot \delta t$ et balaie un domaine d'espace de volume $\sigma v \cdot \delta t$; σ représente la section efficace de collision entre un électron et une molécule. Le nombre n de collisions est donc égal à :

$$n = \sigma \cdot v \cdot \delta t \cdot N \quad (I.1)$$

N : étant la densité du gaz en nombre de molécule par unité de volume

Le nombre de collisions par unité de temps se déduit de l'expression précédente :

$$n = \sigma \cdot v \cdot N \quad (I.2)$$

Le *libre parcours moyen* (lpm) noté λ , représente la distance moyenne que peut parcourir un électron entre deux chocs successifs, il découle naturellement de la relation (I.2) :

$$\lambda = \frac{v \cdot \delta t}{n \cdot \delta t} = \frac{1}{\sigma \cdot N} \quad (I.3)$$

I.4- Décharges dans les gaz

Si l'on considère un gaz contenu entre deux électrodes, il peut exister dans ce gaz, en l'absence de tout champ électrique appliqué, un certain nombre de particules chargées produites, soit par des mécanismes naturels tels que le rayonnement ultraviolet ou radioactif, soit par des mécanismes artificiels, par exemple en bombardant la surface cathodique avec une source de rayonnement ultraviolet pour extraire des électrons [4,5].

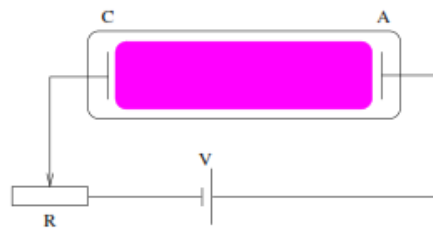


Figure I.2 : Dispositif expérimental utilisé par Townsend

Sous l'action d'un champ électrique suffisamment grand, les charges libres peuvent se multiplier, augmentant ainsi le courant de décharge. Lorsque la multiplication des charges est indépendante de l'existence d'un agent ionisant extérieur on dit que la décharge est *autonome*, par contre, si elle s'interrompt dès que cesse d'agir l'agent extérieur on dit que la décharge est *non autonome*.

Les électrodes sont alimentées avec une tension continue à travers une résistance variable. Les charges primaires sont produites en bombardant, par exemple, à la cathode par des

rayons ultraviolets. En augmentant la tension appliquée aux deux électrodes, on relève la caractéristique courant-tension [4, 6,7].

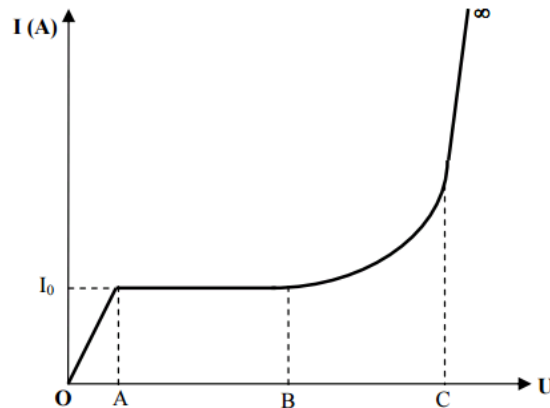


Figure I.3 : Courant collecté aux électrodes en fonction du champ

A : collection des électrons libres sans multiplication (I proportionnel à U) ;

B : saturation du courant collecté, tous les électrons créés par l'agent ionisant extérieur sont captés par l'anode ;

C : développement d'avalanches, correspondant à la multiplication des charges libres dans le gaz. Cette multiplication est due à l'ionisation du gaz par les électrons primaires, le courant est limité par la résistance du circuit extérieur [4, 5,6].

I.4.1- Décharge de Townsend (à faible pression)

Si, après l'application du phénomène de multiplication des charges dans le gaz, on continue d'augmenter la tension, on constate une croissance très rapide du courant au voisinage d'une tension V_C dite tension de claquage (partie C de la figure I.3).

Le phénomène de multiplication des charges dans le gaz est caractérisé par un facteur d'ionisation α (premier coefficient de *Townsend*).

α : représente le nombre moyen de paires (ion-électron) formées par un seul électron sur parcours de 1 cm [7]. Il dépend de :

- La nature du gaz ;
- La pression du gaz ;
- L'intensité du champ électrique E

I.4.2- Critère de décharge de Townsend

Dans ce qui suit, on établira le critère de décharge de *Townsend*.

Soit N_1 le nombre total d'électrons arrachés de la cathode en une seconde:

$$N_1 = N_0 + N_S \quad (I.4)$$

N_0 : nombre d'électrons arrachés par l'agent ionisant extérieur.

N_S : nombre d'électrons arrachés par l'émission secondaire.

Le nombre d'électrons arrivant sur l'anode sera :

$$N_x = N_1 \exp(\alpha d) \quad (I.5)$$

Donc le nombre d'électrons nouvellement formés dans l'avalanche est :

$$N_x - N_1 = N_1 [\exp(\alpha d) - 1] \quad (I.6)$$

Le nombre d'ions positifs produits dans l'avalanche sera le même, d'où :

$$N_S = \gamma N_1 [\exp(\alpha d) - 1] \quad (I.7)$$

Le nombre total d'électrons émis par la cathode est :

$$N_1 = N_0 - \gamma N_1 [\exp(\alpha d) - 1] \quad (I.8)$$

Où :

$$N_1 = \frac{N_0}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (I.9)$$

On obtient finalement la relation donnant le nombre d'électrons tombant sur l'anode en une seconde :

$$N_x = \frac{N_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (I.10)$$

Et le courant i peut s'écrire :

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (I.11)$$

Quand la tension U croît, les valeurs de α et γ augmentent et pour $V=V_c$, la condition suivante qui constitue le critère de Townsend sera réalisée :

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (I.12)$$

Ainsi le dénominateur de la relation (I.11) donnant i devient nul et i ou N_d croîtra indéfiniment, aussi petite soit la valeur de N_0 .

Une seule ionisation due à une cause extérieure peut générer un courant très intense qui n'est limité que par la résistance interne de la source. La décharge est devenue autonome.

La relation (1.12) exprime la condition d'auto-entretien de l'avalanche. Comme le terme $\exp(\alpha d) \gg 1$, le critère peut s'écrire :

$$\gamma \exp(\alpha d) = 1 \quad (I.13)$$

Le critère de Townsend peut s'interpréter simplement en considérant qu'un seul électron produit dans l'avalanche $\exp(\alpha d)$ ions. Ces ions, en bombardant la cathode, vont produire $\gamma \exp(\alpha d)$ électrons. Pour que la décharge devienne autonome, il suffit que l'électron initial soit remplacé, c'est-à-dire que $\gamma \exp(\alpha d) = 1$.

I.4.3- Limite de la théorie de Townsend

La théorie de *Townsend* ne peut expliquer complètement la décharge par étincelle ou arc. En effet, Raether, Meek et *Loeb* ont remis en cause cette théorie après avoir fait les observations suivantes :

- Certains résultats expérimentaux montrent que la tension de claquage dans l'air à quelques atmosphères de pression ne varie pas beaucoup avec la nature de la cathode.
- Le courant de décharge pour des surtensions importantes atteint des valeurs notables avant même que la première avalanche ne soit écoulé (avant que les ions de cette avalanche atteignent la cathode pour en extraire les électrons secondaires).
- La décharge n'est plus diffuse, comme celle de *Townsend*, mais concentrée en un canal étroit avec des ramifications et des changements de direction (étincelle).

Si pour qu'un ion se déplace de l'anode jusqu'à la cathode, il lui faut 10^{-4} à 10^{-5} s, donc l'émission secondaire (due aux ions positifs) ne peut expliquer la décharge par étincelle. L'explication de la grande vitesse avec laquelle se développe l'étincelle est donnée par la théorie des *streamers* (ou théorie des canaux) qui est actuellement bien justifiée par des données expérimentales [7].

L'arc se distingue de la décharge de Townsend par le fait que :

- La densité de courant d'arc est très élevée de 0,1 à 100 kA/cm² ;
- Le courant d'arc est principalement dû aux électrons issus de la cathode et non pas à ceux résultant de l'ionisation du gaz (ce qui explique le point précédent) ;
- La tension d'arc n'est que de quelques dizaines de volts.

La taille critique de l'avalanche qui donne naissance au streamer est définie par plusieurs critères :

- a) **Critère de Meek** : l'avalanche peut se transformer en streamer si le champ de charge d'espace E_c des ions positifs est sensiblement égal au champ appliqué (ou géométrique) E_g .

$$E_c = K \cdot E_g \quad (K \approx 1) \quad (I.14)$$

- b) **Critère de Raether** : l'avalanche peut se transformer en *streamer* si le nombre de charges de l'avalanche atteint 10^8 à 10^{10} électrons. Ce critère s'écrit simplement dans le cas d'un champ non uniforme :

$$\int_0^{x_c} (\alpha - \eta) dx = \log n_c \quad (I. 15)$$

Où

x_c : représente la distance critique et n_c le nombre critique d'électrons produits par l'avalanche.

η : Coefficient d'attachement électronique

n_c : Le nombre critique d'électrons produits par l'avalanche. En général, ce nombre est de 10^8 .

I.5- Théorie des streamer (décharge autonomes à pression élevée)

I.5.1- Définition

La vitesse des électrons étant environ 100 fois supérieure à celle des ions, ce qui conduit à la formation d'une structure dipolaire :

- Une région (vers l'anode) à forte densité d'électrons ;
- Une région (vers la cathode) à forte densité d'ions positifs.

Le champ électrique est alors fortement perturbé par ces charges d'espace.

Si ces densités sont importantes, un nouveau mécanisme est déclenché : le streamer.

En la direction de la cathode, le champ électrique est augmenté par la charge d'espace positive. Dans cette région de nombreux électrons sont créés (par photo-ionisation) et de nouvelles avalanches dites secondaires se développent en direction de la première (l'avalanche principale). Au cours de leur développement, les diverses avalanches se rattrapent les unes les autres et se confondent en donnant un canal bon conducteur du *streamer*. Ce canal à grande conductivité constitué de charges positives et de charges négatives formées dans le gaz court-circuite les deux électrodes et conduira les charges en provenance de la source. Au moment où le canal de plasma atteint l'anode, nous aurons une décharge complète sous forme d'arc.

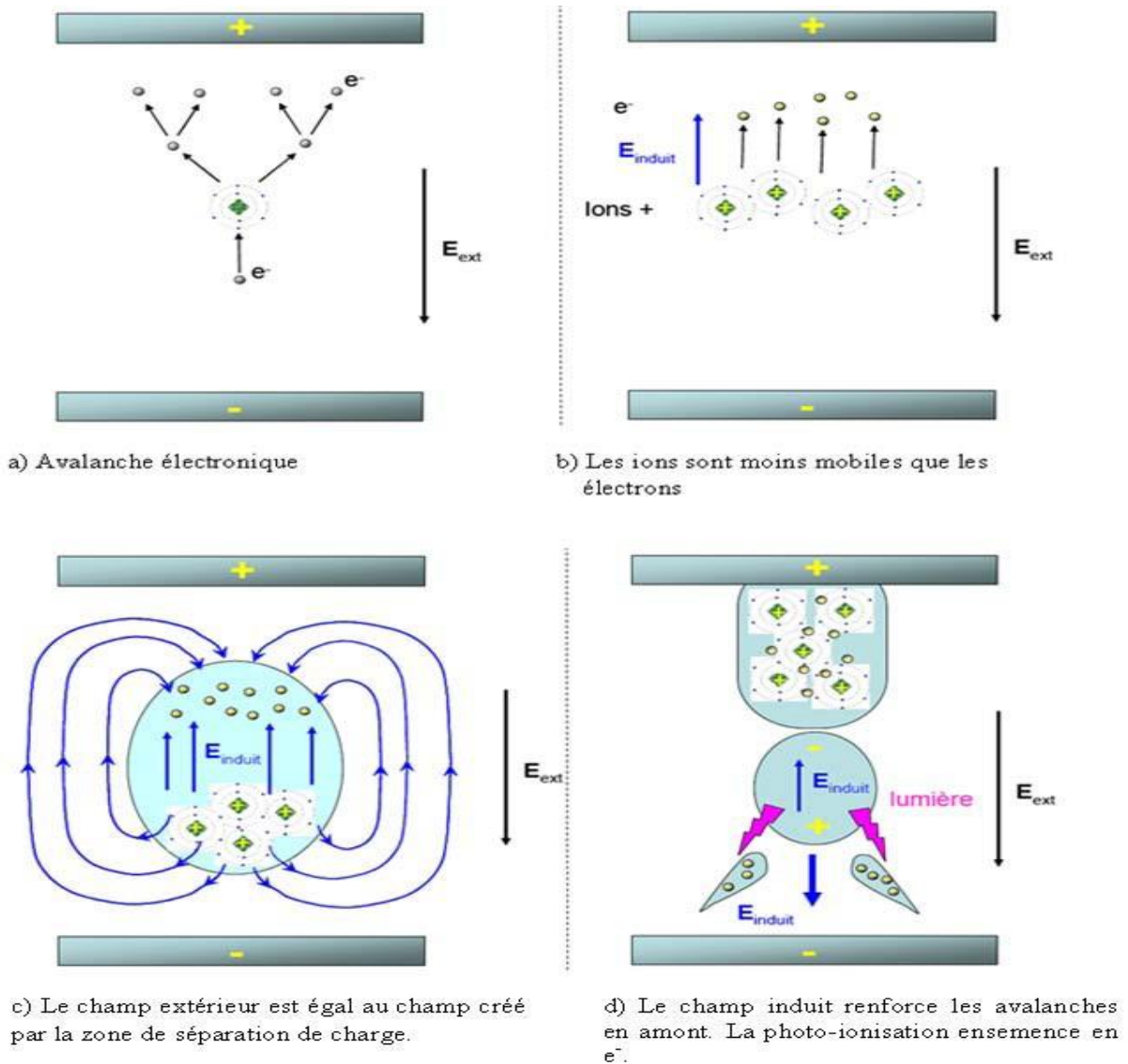


Figure I.4 : Schématisation des étapes de formation d'un streamer [10]

I.6- La Loi de Paschen

Paschen a établi une loi empirique de comportement des gaz. Sa loi énonce, que la tension disruptive d'un gaz qui représente la tension à partir de laquelle une décharge est observée, entre deux électrodes parallèles dépend de la valeur du produit de la pression du gaz avec la distance inter-électrodes (Figure I.4).

La relation s'écrit comme suit : $V_c = f(p, d)$.

Le mécanisme proposé par Townsend permet d'expliquer de manière théorique la loi empirique de Paschen décrivant la tension nécessaire à l'apparition d'une décharge disruptive en fonction du produit (p.d), l'équation est :

$$V_c = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln(A \cdot p \cdot d) - \ln(\ln(1 + \frac{1}{\gamma}))} \tag{I.16}$$

Les constantes A et B, dépendent du gaz et peuvent être déterminées à partir du premier coefficient d'ionisation α donné par l'expression suivante :

$$\alpha = A.p.\exp(-Bp/E) \quad (I.17)$$

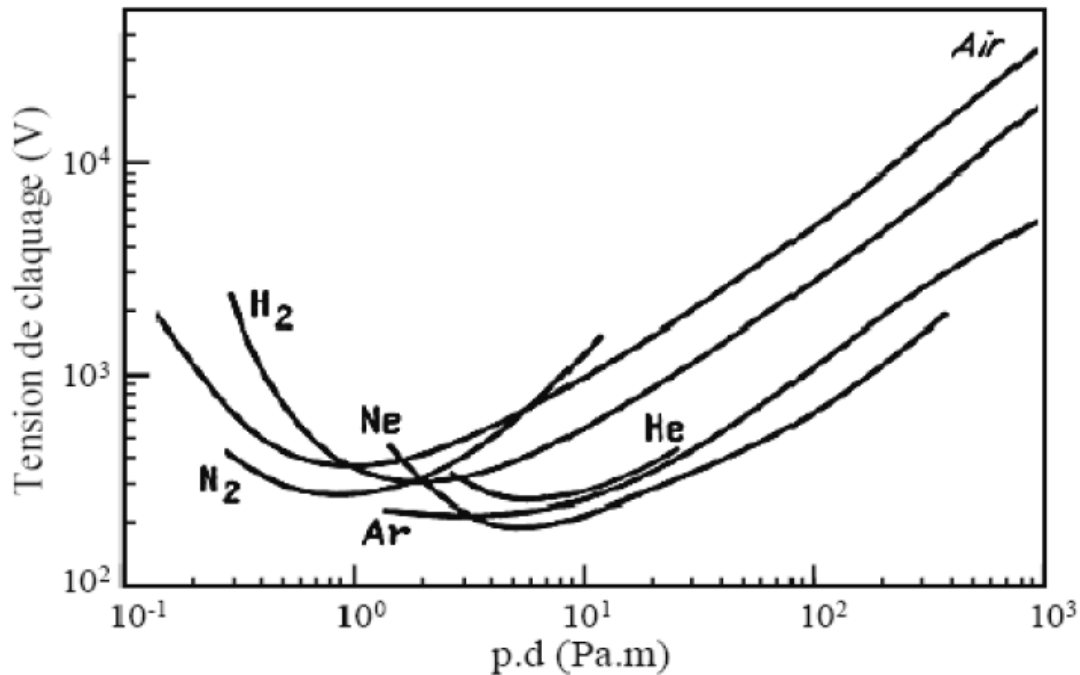


Figure I.5 : Courbes de Paschen pour différents gaz [10]

Les travaux de Coliatene montrent que la tension minimale (minimum de Paschen) d'initiation d'une décharge dans l'air en champ uniforme reste inchangée ($\approx 320V$) quelle que soit l'augmentation de la température. Cela signifie que ce minimum est universel [7].

I.7- Décharges couronne

I.7.1- Configuration des décharges couronne

Les décharges couronne sont des décharges électriques qui précèdent le claquage. Elles se développent dans un intervalle gazeux entre deux électrodes fortement asymétriques. Les principales configurations des systèmes d'électrodes les plus utilisés sont : pointe-plan, fil-cylindre, fil-plan, etc...



Figure I.6: Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de la décharge couronne [11]

Grâce à cette dissymétrie, le champ électrique entre les deux électrodes est hétérogène, ce qui permet aux décharges couronne de s'appliquer à des milieux gazeux variés et à des pressions allant de quelques centaines de Pascals à quelques atmosphères. C'est pourquoi les décharges couronne ont pour avantage d'être faciles à produire dans de bonnes conditions de stabilité et de reproductibilité.

La haute tension qui est appliquée peut être pulsée, alternative ou continue de polarité positive ou négative. L'utilisation d'une alimentation pulsée permet de générer de forts courants pendant des temps très courts et donc d'obtenir sans passage à l'arc des électrons de haute énergie [7].

I.7.2- Caractéristique courant-tension et régime de décharge couronne

La caractérisation courant-tension de la décharge couronne est obtenue en faisant croître la tension appliquée à l'intervalle gazeux. On distingue différents régimes de décharge :

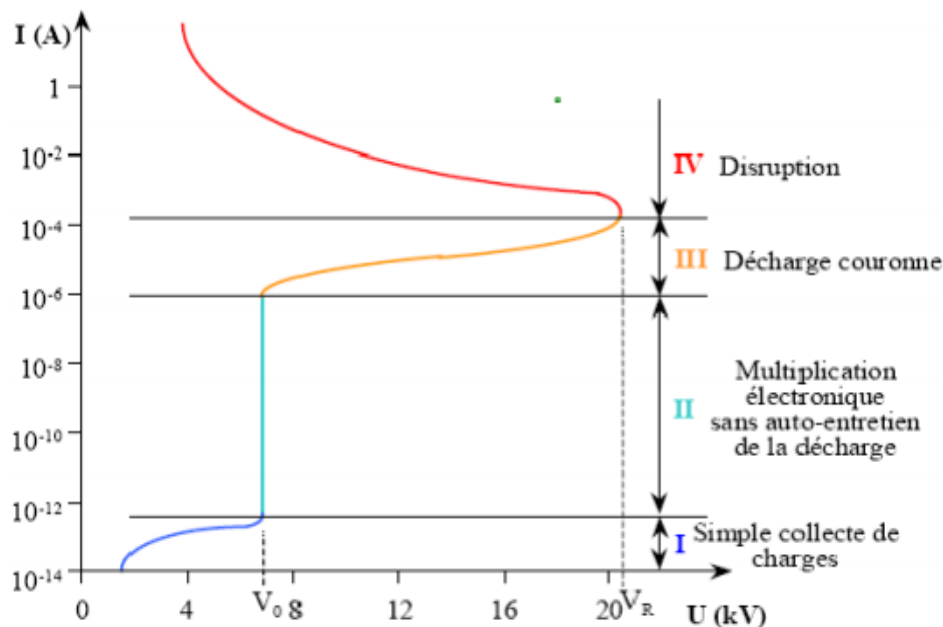


Figure I.7 : caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique (configuration pointe-plan, distance inter-électrodes : 13 mm) [7]

- **Régime I :** dans le cas où le courant est très faible ($< 10^{-12}$ A/cm²) dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou du rayonnement cosmique, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électrique.
- **Régime II :** la décharge est qualifiée de *non autonome* car elle dépend du processus d'ionisation externe pour donner naissance aux électrons germes mais se produit à partir

d'une tension seuil V_0 . pour ce régime, le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.

- **Régime III** : dans ce régime, la décharge seule suffit à l'ionisation du gaz, c'est pourquoi la décharge est *auto-entretenu*, c'est le régime de la décharge couronne où il y a apparition des *streamers*.
- **Régime IV** : la température du canal augmente fortement à partir d'une tension appliquée V_R , aussi les courants de décharge deviennent très importants car toute l'énergie passe par le même canal dans l'espace inter électrode [7].

I.7.3-Mécanismes de la décharge couronne

I.7.3.1- champ électrique et topographie de la décharge

Les décharges couronne sont établies entre une électrode dite active et une électrode passive (l'électrode reliée à la terre), ces décharges sont faiblement lumineuses. L'électrode active est l'électrode présentant un faible rayon de courbure qui peut être une pointe ou un fil au quel on va appliquer un haut potentiel électrique, tandis que l'électrode passive est dans la plupart des cas un plan. On obtient alors une décharge couronne volumique [8].

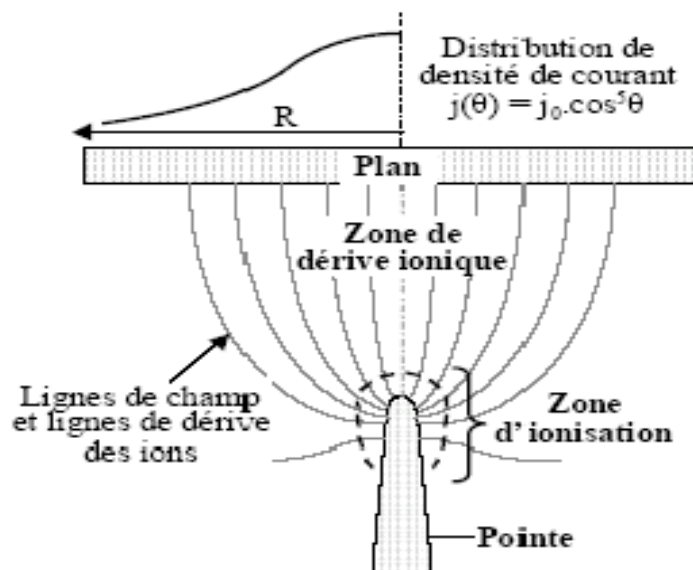


Figure I.8 : Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan [10]

La dissymétrie des décharges a principalement des conséquences sur la création d'un champ électrique inhomogène (non uniforme) dans l'intervalle gazeux.

- En géométrie pointe hyperbolique-plan, (**Hartmann**) [12], a proposé l'expression :

$$E(x) = \frac{V}{\left(x + \frac{r}{2}\right) \ln \frac{2d+r}{r}} \quad (I.18)$$

Avec :

$E(x)$: Champ électrique (V/m)

V : Tension appliquée sur la pointe (V)

x : Distance de la pointe sur l'axe pointe-plan(m)

r : Rayon de courbure de la pointe sur son extrémité (m)

d : distance inter-électrodes (m)

- En géométrie coaxiale, **Lacoste** [11], a proposé l'expression suivante :

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{R_e}{R_i}} \quad (I.19)$$

Avec :

$E(r)$: Champ électrique (V/m)

V : tension appliquée sur l'électrode centrale

r : distance radiale du point considéré (m)

R_e : rayon de l'électrode externe (m)

R_i : rayon de l'électrode interne (m)

La décharge couronne peut être positive ou négative car elle dépend de la polarité du potentiel auquel l'électrode active est portée.

I.8-Conclusion

Ce premier chapitre a fait l'objet d'une étude générale sur les décharges électriques dans les gaz, le phénomène reste assez complexe malgré les grandes avancées faites sur la décharge électrique, ceci est dû à plusieurs facteurs (la nature et la pression du gaz, le type de tension appliquée, la forme des électrodes) dont dépendent l'initiation et le développement des décharges.

II.1- Introduction

Les matériaux isolants de base utilisés dans la construction électrique sont des produits de fabrication très élaborée. Ils relèvent de techniques minutieuses qui doivent garantir la pureté et l'homogénéité indispensable aux applications électriques. Les matériaux électriques peuvent être classés en trois grandes catégories : les conducteurs, les semi-conducteurs et les isolants [13].

Dans les systèmes haute tension, les isolants solides sont les plus employés, grâce à leurs excellentes propriétés diélectriques, thermiques et mécaniques. Les isolants solides comportent en plus des gaz, la particularité d'assurer la rigidité mécanique des matériels électriques [13].

II.2-Définitions

II.2.1- Diélectrique

Un *diélectrique* est une substance dont la propriété électromagnétique fondamentale est d'être polarisable par un champ électrique.

Au contraire des corps conducteurs, caractérisés à l'échelle microscopique par une très grande mobilité des électrons occupant les couches périphériques des atomes, les diélectriques sont constitués d'atomes pour lesquels les forces de liaison dues à la structure du milieu rendent difficile le déplacement des porteurs de charges [13].

II.2.2-Isolant

Un isolant est constitué d'un matériau qui ne conduit pas le courant électrique, Exemple : Le papier, le verre, le bois, le tissu, l'air, les matières plastiques sont des isolants.

II.3- Caractéristiques générales des isolants solides

Le rôle essentiel des isolants solides est de servir de barrière au courant électrique. Ils ont également le rôle de maintenir mécaniquement les conducteurs dans des conditions prédéterminées. En pratique, aucun isolant n'est parfait, c'est pourquoi, il est nécessaire de définir certaines propriétés comme la résistance, la rigidité et la permittivité [14].

II.3.1- La résistance et la résistivité transversales (volumique)

La *résistance volumique* est le rapport de la tension continue appliquée entre deux électrodes placées sur deux faces opposées d'une éprouvette, par le courant circulant en régime établi entre ces électrodes, à l'exclusion du courant circulant en surface et en ne tenant pas

compte des phénomènes des polarisation éventuels sur les électrodes (CEI 60093 de 1980, remplacée par la CEI 62631-3-2 de décembre 2015) [14].

$$R_t = \frac{V}{I} \quad (II.1)$$

R_t : S'exprime en Ohm[Ω]

V : tension appliqué [V]

I : Intensité de courant [I]

La *résistivité transversale* ρ_t est le rapport du gradient de potentiel par la densité de courant qui traverse l'isolant.

II.3.2- Résistance et résistivité superficielles

La *résistance superficielle*, (ou de surface), est le quotient de la tension continue appliquée entre deux électrodes placées sur la même face d'une éprouvette, par le courant circulant entre les électrodes après une durée d'application donnée de la tension sans tenir compte des phénomènes de polarisation éventuels sur les électrodes.

La *résistivité superficielle* ρ_s est le quotient du gradient de potentiel en surface par le courant par unité de largeur.

$$\rho_s = R_s \frac{p}{g} \quad (II.2)$$

$$p = \pi(d_1 + g) \quad (II.3)$$

Avec :

d_1 : Le diamètre de l'électrode gardée,

g : distance entre l'électrode gardée et l'anneau de garde,

p : périmètre de l'électrode.

II.3.3- Résistance d'isolement

La *résistance d'isolement* est le rapport de la tension continue appliquée entre deux électrodes en contact avec l'échantillon par le courant totale qui le traverse, à un moment donné. Après application de cette tension ce rapport dépend à la fois de la résistance superficielle et transversale de l'éprouvette (CEI 60167 de 1964, remplacée par la CEI 62631-3-3 de 2015) [14].

II.3.4- Influence de divers paramètres sur les résistivités

Les résistivités dépendent de la température, de l'humidité, du champ appliqué et du temps d'application de la tension [14].

a) Influence de la température

Dans un intervalle de température donné, la résistivité dépend de la température selon la loi suivante :

$$\rho = \rho_0 \exp \frac{E_A}{kT} \quad (II.4)$$

T : température absolue(K)

k : constante de Boltzmann ($k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)

E_A : Energie d'activation (J)

E_A est donné par la pente de la droite $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$

$$\ln \rho = \frac{E_A}{k} \frac{1}{T} + \ln \rho_0 \quad (II.5)$$

La linéarité est en général vérifiée dans un domaine de température assez étendu lorsque l'on sort de l'intervalle de linéarité. On constate une rupture de pente qui traduit un changement dans le mécanisme de conduction.

b) Influence de l'humidité

L'humidité a une grande influence sur la résistivité des isolants solides. Pour la résistivité transversale, il s'agit surtout, de la teneur en eau du matériau exprimée par exemple en pourcentage de sa teneur en eau à saturation.

Le rapport entre la résistivité transversale d'un matériau parfaitement sec et celle du même matériau à saturation d'eau dépend du caractère hygroscopique de celui-ci. La résistivité superficielle dépend surtout de l'humidité relative de l'air ambiant [14].

c) Influence du champ électrique appliqué

En champ faible, les matériaux isolants suivent en général la loi d'Ohm, leur résistivité est indépendante du champ appliqué. En champ fort, on constate généralement une décroissance de la résistivité, lorsque le champ appliqué augmente à cause de l'injection d'électrodes et par la présence d'impuretés ou de défaut dans le matériau. Dans le domaine Ohmique, on doit mesurer

la résistivité en champ faible, et pour obtenir le maximum de précision on doit choisir le champ le plus élevé. Pour comparer les résistivités des matériaux, il faut appliquer le même champ [14].

d) Influence de la nature des électrodes

Les électrodes doivent s'attacher parfaitement à la surface du matériau, car toute lame d'air incluse entre l'électrode et la surface modifie le résultat à cause de la résistivité de l'air très élevée.

II.4-Rigidité diélectrique des isolants solides

II.4.1 Définition

La *rigidité diélectrique* d'un matériau est la valeur maximale du champ électrique qu'on peut lui appliquer sans produire un claquage. Dans le cas d'un champ uniforme, la rigidité est donnée par :

$$E_c = \frac{V}{d} \quad (II.6)$$

V : tension maximum appliquée,

d : épaisseur d'isolant.

II.4.2-Rigidité intrinsèque

La *rigidité intrinsèque* est liée à la structure chimique du matériau. Pour la mesure de cette rigidité, le champ doit être le plus uniforme possible avec des effets de bords négligeables et les défauts existant dans le volume de l'isolant doivent être réduits [14].

II.4.3-Rigidité pratique

Elle présente un intérêt très important pour les applications industrielles, la *rigidité diélectrique pratique* est généralement obtenue en appliquant la procédure décrite dans la norme (CEI 60243), qui décrit deux grandes familles de méthodes d'essai.

- **Rigidité diélectrique transversale** :Le champ électrique est appliqué perpendiculairement à la surface du matériau. La norme précitée décrit les différents types d'électrodes à choisir selon que l'on veut essayer des matériaux en plaque ou en films.
- **Rigidité diélectrique longitudinale** :Le champ est appliqué parallèlement à la surface du matériau.

II.5- Influences de divers paramètres sur la rigidité diélectrique

Divers paramètres influent sur le résultat d'un essai de rigidité diélectrique, nous en citerons :

II.5.1- Influences de la température

La température a un grand effet sur la rigidité. Lorsqu'on augmente la température, on réduit la rigidité diélectrique et cela se traduit par l'augmentation de la conduction et l'obtention d'un claquage électromécanique [14].

II.5.2- Influence de la tension appliquée

La rigidité diélectrique est influencée par la tension appliquée selon sa forme d'onde et sa fréquence. On retiendra que cette rigidité en tension continue est souvent proche de celle en tension alternatif. On constate expérimentalement que l'augmentation de la vitesse d'application de la tension augmente la tension de claquage [14].

II.5.3- Influence de l'épaisseur et de l'homogénéité de l'éprouvette

L'augmentation de la densité de défaut dans le volume soumis au champ réduit considérablement la valeur de la rigidité diélectrique. C'est pour cette raison que l'augmentation de l'épaisseur de l'éprouvette réduit la valeur de la rigidité diélectrique [14].

II.5.4- Influences des caractéristiques électriques et thermiques du milieu ambiant

Ces caractéristiques interviennent par le biais des décharges superficielles qui peuvent se produire dans ce milieu et en particulier dans l'air et réduisent la tension de claquage. La permittivité et la résistivité du milieu ambiant ont également une très grande influence sur la rigidité diélectrique et ça en modifiant la répartition du champ électrique [14].

II.6- Permittivité ou constante diélectrique

Placer un élément isolant entre deux électrodes soumis à une DDP revient à polariser le matériau. Ce matériau se comporte comme un condensateur de capacité C . Celle-ci dépend des dimensions géométriques du condensateur et de la *permittivité diélectrique* (ou constante diélectrique) du matériau [14].

La constante diélectrique est un facteur propre à chaque matériau isolant, il indique combien de fois la capacité d'un condensateur est plus élevée avec ce matériau diélectrique qu'avec l'air.

Dans le cas d'un condensateur plan :

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d} S \quad (II.7)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (II.8)$$

Avec

ε_r : Permittivité diélectrique relative

Ou bien le rapport de la capacité d'un condensateur placé dans le vide C_0 et celle mesurée après l'introduction du matériau :

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_0} \quad (II.9)$$

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m est la permittivité absolue du vide.

S : la surface des électrodes appliquées sur le matériau en m^2

d : l'épaisseur du diélectrique en m

La permittivité d'un matériau se manifeste par l'augmentation de la capacité d'un condensateur lorsque l'espace inter-électrodes initialement vide, est rempli par ce matériau.

Cela est dû à son aptitude à se polariser dans un champ électrique, à cause des déplacements en sens opposé des charges positives et négatives présentes dans le matériau [14].

II.7-Mécanisme de claquage des isolants solides

Les diélectriques utilisés comme isolants doivent supporter des champs électriques élevés, supérieurs au champ électrique critique E_c , appelé rigidité diélectrique du matériau [15].

Le claquage (ou contournement) est l'aboutissement d'une série de processus complexes et interactifs. A la différence des gaz et des liquides, le claquage des isolants solides entraîne la destruction du matériau, et par conséquent, l'arrêt de fonctionnement du composant ou système dont il fait partie. Le claquage d'un matériau résulte de phénomènes complexes apparaissant lors de la phase de pré-claquage rendant difficile l'énoncé d'une théorie unifiée pour expliquer le mécanisme de claquage. Cependant, c'est selon les processus de pré claquage, qu'on classe les mécanismes de claquage des diélectriques solides. Cette classification diffère selon les auteurs et n'est que conventionnelle. En général, on distingue trois types de mécanismes de claquage des isolants solides :

- Le claquage électrique ;
- Le claquage thermique ;
- Le claquage électromécanique.

A ceux-ci, il faut ajouter d'autres phénomènes secondaires liés à des défauts de jeunesse introduits lors de la fabrication, à des défauts apparaissant dans le temps (vieillessement) dans le volume (cavités gazeuses ou impuretés) ou à la surface du matériau, au mode opératoire et aux conditions expérimentales. Dans ces cas, on parle de claquage par ionisation (décharges partielles) et de claquage par vieillissement [15].

II.7.1- Claquage électrique

Des idées récentes, on peut distinguer deux groupes de théories de claquage électrique: les théories de claquage intrinsèque et les théories de claquage par avalanches. Pour le premier groupe, c'est l'intensité du champ pour laquelle apparaît une instabilité du courant électronique dans le diélectrique qui correspond au champ critique provoquant le claquage intrinsèque. Pour le second groupe, on admet comme critère de claquage, l'intensité du champ électrique pour laquelle le processus de multiplication d'électrons dans le diélectrique atteint des proportions inadmissibles, le matériau cesse d'être diélectrique et devient conducteur [15].

a) Claquage électrique intrinsèque

Les théories de claquage électrique intrinsèque considèrent un champ électrique uniforme appliqué à un diélectrique de dimensions infinies. L'influence des électrodes sur le mécanisme de claquage ainsi que l'épaisseur du diélectrique ne sont pas prises en considération. Ces hypothèses conduisent à déterminer le comportement de chaque électron pris singulièrement dans un champ électrique à l'état d'équilibre et dont la perturbation conditionne le claquage du diélectrique. D'après Fröhlich (1937) et Von Hippel (1938), seuls les électrons situés dans la bande de conduction prennent part dans le mécanisme de claquage. Ces électrons peuvent provenir d'absorption de rayonnement d'énergie importante ou des perturbations du réseau cristallin ou encore être des électrons de valence issus d'atomes (impuretés) excités pouvant être ionisés par l'énergie thermique [15].

La théorie de claquage intrinsèque de Fröhlich [16] est l'une des plus simples théories de claquage. La détermination de la tenue diélectrique selon cette théorie consiste à analyser le comportement d'électrons pris singulièrement dans un champ électrique intense. On admet que la densité d'électrons de conduction dans le diélectrique est si faible que leur mouvement est seulement imposé par le champ électrique extérieur et l'action du réseau cristallin du diélectrique.

b) Claquage électrique par avalanche

Les théories de claquage par avalanche suppose que l'augmentation du courant de conduction électronique est continue jusqu'à l'instant où le diélectrique commence pratiquement à conduire contrairement aux théories de claquage intrinsèque où on considère que l'augmentation du nombre d'électrons de conduction dans le diélectrique, comme un accident (événement) brutal prenant cependant naissance dans des conditions d'équilibre [18,16].

Il existe plusieurs théories de claquage par avalanche. Ces théories sont liées à la manière d'initiation de l'avalanche électronique et au critère de claquage considéré.

L'une des premières théories de ce type fût la théorie de Zener (1934) [17] qui considère le phénomène d'émission d'électrons selon un tunnel, d'une bande de valence à une bande de conduction du diélectrique. Le courant de tunnel électronique de Zener est intense et croît avec l'intensité du champ dans le diélectrique. Comme critère d'instabilité, on considère la valeur du champ pour laquelle la probabilité p d'apparition du phénomène tunnel augmente de 100 fois. Selon Zener :

$$p = \frac{E \cdot q \cdot w_p}{h} \exp\left(\frac{m \cdot a \cdot w_p}{E \cdot q \cdot h^2}\right) \quad (II. 10)$$

Avec

E : intensité du champ

Q : charge élémentaire d'un électron

a : constante caractéristique du réseau cristallin du diélectrique

h : constante de **PLANCK**

m : masse de l'électron

W_p : largeur du domaine interdit du diélectrique (intervalle énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction).

Les valeurs de E_c (rigidité diélectrique) des diélectriques cristallins calculées selon la théorie de Zener correspondent généralement aux données expérimentales. Cependant, cette théorie ne donne pas d'explication physique du mécanisme de claquage; de même qu'elle omet de donner plusieurs dépendances de E en fonction de paramètres caractéristiques du diélectrique [19].

Une autre théorie (Stratton, 1961) considère l'initiation de l'avalanche par un électron émis par la cathode. Cette avalanche conduit au claquage du diélectrique, si le nombre d'électrons est suffisamment important, de manière à ce que le diélectrique commence à conduire. Comme à chaque collision ionisante naît un électron, cette condition conduit donc au fait, que le nombre de chocs électroniques ionisants (nombre de générations) soit suffisamment élevé. En considérant certaines hypothèses arbitraires, on arrive à la conclusion, qu'il faut 40 générations électroniques dans l'avalanche pour remplir cette condition. C'est de là que provient le nom de cette théorie:

théorie des 40 générations; ce qui correspond à environ 10^{12} électrons (soit $2^{40} \approx 10^{12}$) Selon cette théorie :

$$E_c = E''_{c0} d^{-1/2} \quad (II. 11)$$

E''_{c0} : rigidité diélectrique caractéristique d'un diélectrique donné, dépendant de la température T analogue au cas de la rigidité diélectrique d'après le mécanisme de claquage intrinsèque.

d : épaisseur du diélectrique

D'après F. Forlani et N. Minnaja (1969) [20], le claquage est provoqué par la multiplication des émissions de courant de la cathode lors de l'évolution de l'avalanche. En supposant que le courant d'émission électronique de la cathode est déterminé par l'équation de Fowler – Nordheim [21].

$$j_k = j_0 \exp[-8\pi(2m)^{-1/2} (2hqE)^{-1} \phi^{3/2}] \quad (II. 12)$$

II.7.2- Claquage thermique

En présence d'un champ électrique, l'existence de porteurs de charge dans un matériau isolant implique celle d'un courant de conduction pouvant conduire à l'échauffement de cet isolant par effet joule. A cette source de chaleur, il faut ajouter celle due aux phénomènes de relaxation présents dans le diélectrique lorsque ce dernier est soumis à un champ alternatif. Ceci engendre des mécanismes de pertes qui contribuent à leur tour à l'échauffement.

Si la quantité de chaleur n'est pas évacuée aussi rapidement qu'elle est produite, la température de l'échantillon augmente dans le temps à une vitesse plus ou moins grande, selon que la tension appliquée est plus ou moins importante. Le claquage thermique a lieu alors quand une accumulation importante de chaleur se produit et que la température du matériau atteint une valeur critique T , au-delà de laquelle le courant croît très rapidement, entraînant sa rupture totale. L'équilibre entre la dissipation thermique et l'énergie prise au champ est décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\sigma E^2 = C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(k \text{grad} T) \quad (II. 13)$$

σ : conductivité électrique ;

C_v : capacité thermique ;

K : conductivité thermique.

Il est difficile d'obtenir une solution générale de cette équation vu que σ , C_v et k sont aussi fonction de la température. Cependant, des solutions approximatives et simplifiées ont été proposées par certains auteurs pour la détermination de la tension de claquage.

Celle proposée par Coelho [20] pour les matériaux de faible épaisseur (contrairement aux autres solutions qui supposent que le matériau est plutôt d'épaisseur suffisamment grande), paraît la plus proche pour le claquage de film polypropylène (épaisseur = $15 \mu\text{m}$).

II.8- Phénomènes de polarisation

Les pertes diélectriques sont dues aux mouvements des porteurs de charges. L'effet de ces mouvements est appelé *polarisation induite*. On distingue plusieurs types de polarisation : électronique, ionique, par orientation et inter faciale (Figure II.2); celles-ci peuvent coexister ou apparaître séparément. La polarisation totale est la somme des différents types de polarisation [21,22].

- **La polarisation électronique** : elle est présente dans tous les diélectriques, sans exception. Elle résulte des déplacements des orbites électroniques externes par rapport au noyau de l'atome. Elle est indépendante de la fréquence jusqu'à l'ultraviolet. La déformation de l'orbite qui l'accompagne est élastique, c'est à dire que le travail nécessaire à son apparition n'est pas converti en chaleur mais stocké dans le champ électrique ;
- **La polarisation ionique (ou atomique)** : résulte du déplacement des atomes liés par des liaisons ioniques. Dans le cas des liaisons ioniques, les électrons de valence parcourent les orbites partagées avec d'autres atomes. On rencontre les liaisons ioniques dans la plupart des diélectriques solides non-organiques avec une structure cristalline (cristaux ioniques). La polarisation ionique ne provoque pas de pertes d'énergie et disparaît avec la suppression du champ appliqué. Elle existe jusqu'aux fréquences correspondant à l'infrarouge et est propre à la plupart des matériaux céramiques
- **La polarisation d'orientation** : consiste en l'orientation, sous l'action du champ électrique, des molécules polaires, c'est à dire celles qui possèdent un moment dipolaire permanent. Le caractère dipolaire est généralement propre aux molécules des composés chimiques ayant des liaisons ioniques, mais également aux composés ayant des liaisons covalentes qui ont une structure asymétrique (par exemple H_2O) ;
- **La polarisation inter-faciale** : apparaît dans les diélectriques non-homogènes dont les permittivités et les conductivités des matériaux constituants sont telles que [23,24] :

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \neq \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad (\text{II. 14})$$

ϵ_1 et ϵ_2 sont les permittivités respectives du milieu (1) et (2). σ_1 et σ_2 sont les conductivités respectives du milieu (1) et (2).

Elle résulte d'une accumulation de charges à la frontière des deux milieux. Elle s'affaiblit généralement au voisinage des fréquences supérieures aux fréquences acoustiques.

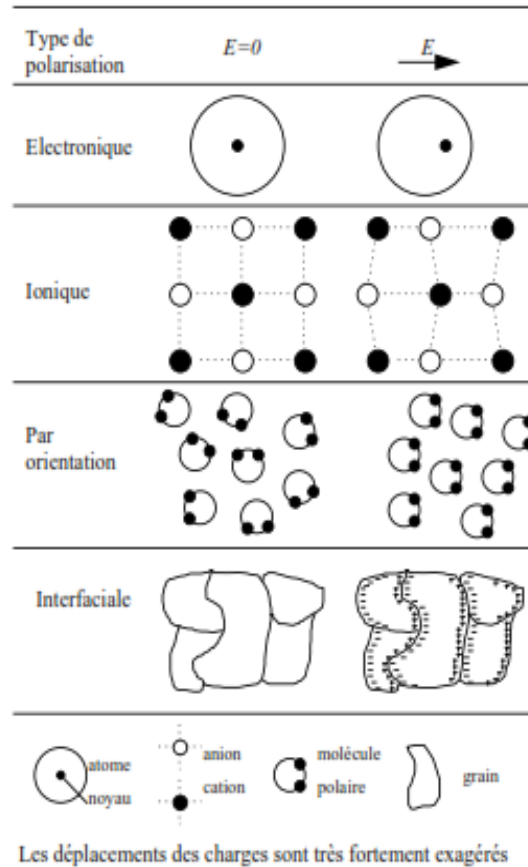


Figure II.2 : Illustration des différents types de polarisation

II.9-Conclusion

Le rôle essentiel des solides est de servir de barrière au courant électrique. En pratique aucun isolant n'est parfait, c'est pourquoi il est nécessaire de définir certaines propriétés comme la rigidité diélectrique, la permittivité et la résistance, sans oublier les différents types des mécanismes de claquage et de polarisation.

III.1- Introduction

L'influence des barrières isolantes a été remarquée par C.P Steinmetz vers 1920 [25]. Il a constaté l'augmentation de la tension disruptive de l'air entre deux électrodes sphériques, séparées par une barrière isolante.

L'amélioration de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, par l'introduction convenable d'une barrière isolante est un phénomène très intéressant à exploiter dans les systèmes d'isolation. En effet, la présence d'un écran isolant entre les deux électrodes transforme l'intervalle d'air initial en un système stratifié (air-barrière) [26].

L'introduction d'une barrière influence par plusieurs paramètres la variation de la tension disruptive d'un intervalle d'air. On trouve les paramètres de configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, nombre de barrières utilisées, position de la barrière) et les paramètres concernant la barrière elle-même (son matériau, sa forme, ses dimensions, etc...) [27, 28].

III.2- Paramètres définissant la nature de la barrière

Les écrans isolants de natures différentes n'ont pas tous les mêmes performances du point de vue de l'augmentation de la tension disruptive d'un système d'isolation. Cela est dû au fait que les paramètres définissant les propriétés isolantes d'un matériau varient d'un diélectrique à un autre. Parmi ces paramètres, on trouve la rigidité diélectrique qui est la propriété qu'à un diélectrique à s'opposer à la décharge disruptive.

La permittivité est une propriété physique décrivant la réponse d'un milieu donné à un champ électrique. Au niveau microscopique, la permittivité est liée à la polarisabilité électrique des molécules ou atomes constituant le milieu.

Dans un diélectrique réel, il existe toujours à basses fréquences une faible conductivité liée à différents mécanismes microscopiques (défauts notamment). On parle alors de pertes diélectriques. On peut tenir compte de ces pertes en définissant une permittivité complexe [29] :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) \quad (III.1)$$

Où :

ω : La pulsation de la tension appliquée

$\varepsilon'(\omega)$: Le terme de dispersion qui caractérise la vitesse de l'onde dans le matériau (plus ε' est grand, plus la vitesse est faible) [27,28].

$\varepsilon''(\omega)$: Le terme d'absorption du matériau qui correspond aux pertes diélectriques dans le matériau, c'est-à-dire à sa capacité à transformer l'énergie électromagnétique en chaleur.

III.3- Décharges partielles

Une décharge partielle (DP) est définie comme une décharge qui ne court circuit que partiellement l'isolant entre deux conducteurs [30]. Les effets des décharges partielles dans les installations haute tension comprenant des matériaux isolants solides peuvent être dramatiques, aboutissant à la destruction complète (par explosion) de l'installation. Ces décharges entraînent des dommages irréversibles des matériaux isolants. Ces dommages sont causés par l'énergie libérée par les décharges, par l'apparition d'ozone attaquant les parois des cavités, la libération de gaz sous haute pression et des réactions chimiques qui ont tendance à augmenter la conductivité de l'isolant autour de la cavité. Autant de phénomènes qui tendent à accélérer et à étendre la dégradation du matériel.

Ce type de décharges prend naissance dans un défaut d'un diélectrique solide ou dans une bulle au sein d'un liquide diélectrique. Elles peuvent également apparaître à l'interface conducteur-diélectrique [31].

Les décharges partielles ont le plus souvent lieu dans une bulle gazeuse : la permittivité du gaz étant très inférieure à celle du matériau environnant, un champ beaucoup plus important que celui existant sur une distance équivalente au sein de l'isolant apparaît. Si cette tension dépasse le seuil d'apparition de la décharge couronne pour le gaz contenu par la bulle, une décharge partielle a lieu. Une fois amorcée, la décharge va progressivement détériorer l'isolant, conduisant finalement à un claquage du diélectrique et à la destruction de l'installation.

Un classement des décharges partielles est possible suivant leurs origines on trouve : les décharges externes (décharge couronne), les décharges superficielles et les décharges internes.

Lorsque ces isolants sont soumis à une certaine tension on constate que le champ électrique est plus élevé dans les vacuoles gazeuses E_g que dans l'isolant E_i . Etant donné la continuité de vecteur induction électrique dans un milieu non ionisé à l'état initial, on trouve dans le cas d'une stratification série :

$$\frac{E_g}{E_i} = \frac{\varepsilon_{ri}}{\varepsilon_{rg}} = \varepsilon_{ri} \quad (III.2)$$

ε_{ri} : est la permittivité relative de l'isolant.

ε_{rg} : est la permittivité relative du gaz (pour l'air $\varepsilon_{rg} = 1$).

Deux facteurs contribuent à faire apparaître des décharges partielles dans les isolants :

- D'une part la permittivité relative des isolants solides étant plus élevée (2 à 6 fois) que celle des gaz occlus ($\epsilon_{rg} = 1$), le champ électrique dans les vacuoles est proportionnellement plus élevé d'après l'équation (III.2) ;
- D'autre part, la rigidité diélectrique des gaz est nettement plus basse (environ 10 fois moins) que celles des solides.

Ces deux constatations, allant dans le même sens, font que des décharges dites partielles apparaissent dans les vacuoles de gaz incluses dans les isolants solides pour des tensions 20 à 60 fois plus faibles que celles qui entraîneraient la perforation du diélectrique solide.

III.4- Influence des barrières sur la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan

Plusieurs investigations ont été menées pour l'étude de l'influence des barrières isolantes sur la rigidité diélectrique. Nous présentons par ordre chronologique certaines d'entre elles dans cette section.

III.4.1- Influence selon E. Marx

Marx montra en 1930 qu'une plaque isolante, insérée dans un champ divergent induit une modification de la forme des décharges ayant lieu dans l'intervalle inter électrodes. Pour la rupture diélectrique aux chocs (0.5/ 100 μ s) d'un intervalle d'air pointe-plan de 50 cm, il a obtenu une amélioration de la tension disruptive lorsque la barrière est située près de la pointe positive. Lorsque la pointe est négative, les décharges apparaissent des deux côtés de la barrière et la rendent sans effet notable. En tension continue négative, la tension disruptive peut être fortement diminuée [32].

Sous des impulsions de choc, l'augmentation de la tension disruptive a été prélevée à une position de 60% de la longueur de l'intervalle (pointe-plan), contrairement à des positions proches de l'une des électrodes où la tension disruptive diminue. En tension alternative, l'amélioration de la rigidité du système a été remarquée pour des positions de la barrière située entre 20% et 60% de l'intervalle d'air pointe-plan.

III.4.2- Influence selon H. Roser

Il a été le premier à étudier l'influence des barrières de différentes permittivités sur la tension disruptive aux chocs de foudre, en tension alternative et continue, pour divers systèmes d'électrodes. Dans le cas du système pointe positive-plan, la charge d'espace qui se dépose à la surface de la barrière isolante est positive. Elle tend à uniformiser le champ électrique entre la

barrière et le plan. Ceci engendre l'augmentation de la tension de décharge disruptive. Par contre, dans le cas de la pointe négative, il peut y avoir une réduction de la tension disruptive.

Roser a notamment étudié l'influence des barrières poreuses et des barrières compactes trouées, où il a constaté qu'elles n'entraînent aucune amélioration notable de la tension disruptive [33].

III.4.3- Influence selon Tikhodeev

Selon Tikhodeev le processus de décharge en tension impulsionnelle positive peut être subdivisé en trois étapes principales [33]:

- Etape non stationnaire de remplissage de la barrière par les charges. Cette étape commence dès que le seuil de la décharge couronne est dépassé. Une double couche de charges superficielle est formée, créant un champ de polarisation E_p à l'intérieur de la barrière.. En effet, la charge d'espace créée par la décharge couronne est stoppée par la barrière en se déposant dessus, ce qui conduit à la réduction du champ électrique à la surface de la pointe. La tension appliquée à la pointe devient alors insuffisante pour maintenir la décharge couronne. La charge installée à la barrière se répartie graduellement sur toute la surface de la barrière vu la valeur finie de la conductivité du matériau de la barrière.
- Une étape stationnaire de contournement de la barrière par les décharges glissantes. En augmentant la tension, les impulsions de courant se serrent et des courants stationnaires sont collectés au plan.
- Etape de claquage de l'intervalle pointe –plan avec barrière, où la décharge s'effectue du bord de la barrière vers le plan.

Pour une pointe négative on trouve trois étapes :

- La décharge s'effectue de la pointe vers la barrière.
- Pour un niveau de tension supérieur, la barrière est contournée par les décharges glissantes. D'autre part, à partir de l'électrode plane apparaît une décharge vers la surface opposée de la barrière.
- L'amorçage s'effectue après la rencontre des deux décharges venant de part et d'autre de la barrière [33].

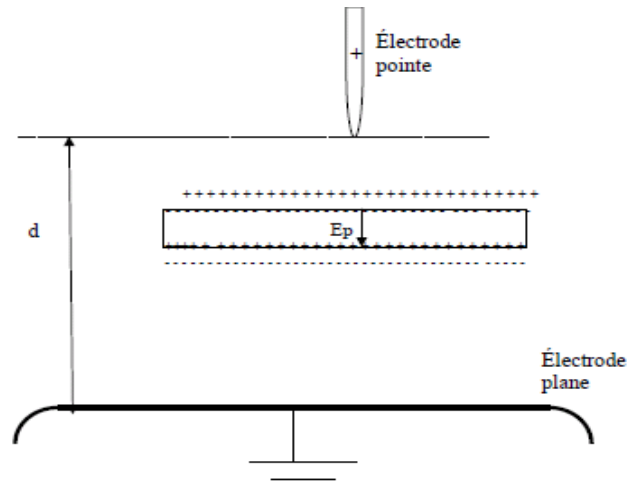


Figure III.1: Distribution des charges au niveau de la barrière isolante

III.4.4- Influence selon M.P. Verma

Verma a travaillé sur les chocs de foudre positifs des intervalles d'air pointe-barrière-plan, de 4 à 14 cm. La caractéristique tension disruptive - distance inter électrodes obtenues présentent des pentes comprises entre 5 et 30 kV/cm, selon la position de la barrière [33].

III.4.5- Influence selon J.Pilling

Pilling a étudié l'influence des barrières isolantes sur la tension disruptive, en tension alternative des intervalles d'air pointe-plan allant jusqu'à 20 cm. Il a vérifié que la tension disruptive de l'intervalle est équivalente à la somme des tensions disruptives des intervalles d'air des deux côtés de la barrière et de la chute de tension sur la barrière [34].

III.4.6- Influence selon M.Awad

Awad a étudié le comportement des barrières polluées dans des intervalles d'air pointe-pointe de longueur inférieure à 12 cm pour des tensions de choc de manœuvre 23/3000 μ s [35]. Il a constaté que la tension de claquage diminue lorsque la conductivité superficielle augmente, puis tend vers une valeur constante pour une conductivité superficielle supérieure ou égale à 3 μ S dans le cas où la surface polluée est en face de la pointe HT.

III.4.7- Influence selon A.Boubakeur

A.Boubakeur a travaillé sur les intervalles d'air pointe-plan de 40 à 200 cm, en tensions de choc de foudre et de manœuvre positives et en tension alternative à fréquence industrielle. Il a montré que la barrière isolante joue un rôle d'obstacle géométrique provoquant l'augmentation de la tension disruptive, quand la barrière est proche de la pointe aux environs de 20% de la distance pointe-plan. Cette augmentation est due à l'allongement du canal de la décharge disruptive [25,27].

L'évolution de la décharge peut être directe ou par étapes. La décharge directe est obtenue lorsqu'aucune décharge superficielle à la surface de la barrière n'est observée. Ce cas est généralement obtenu dans le cas où la barrière est suffisamment éloignée de l'une des électrodes. Dans ce cas, la décharge contourne la barrière en la touchant dans un seul point, elle suit dans l'air le trajet pointe-bord de la barrière-plan [37].

Pour ce cas, la tension disruptive du système « pointe-barrière-plan » peut être déterminée approximativement de la caractéristique tension disruptive en fonction de la distance inter électrodes 'd' du système pointe-plan en considérant la distance géométrique $d_{\text{géom}}$ (Fig.III.2). telle que :

$$d_{\text{géom}} = \sqrt{a^2 + L^2} + a' \quad (\text{III.3})$$

Où : $a' = d - a$

a : la distance pointe-barrière

a' : la distance barrière-plan

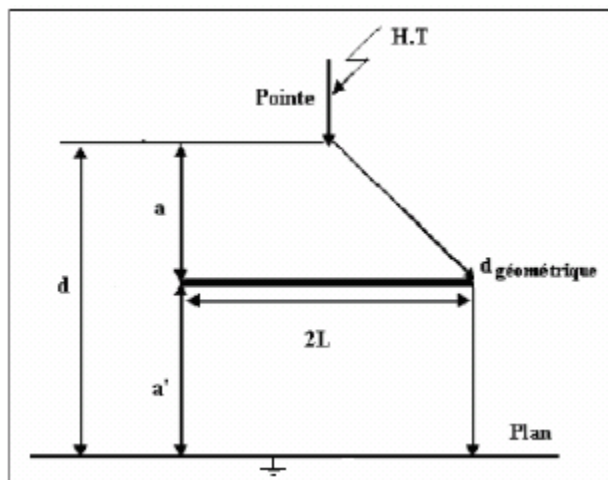


Figure III.2 : Système pointe-barrière-plan

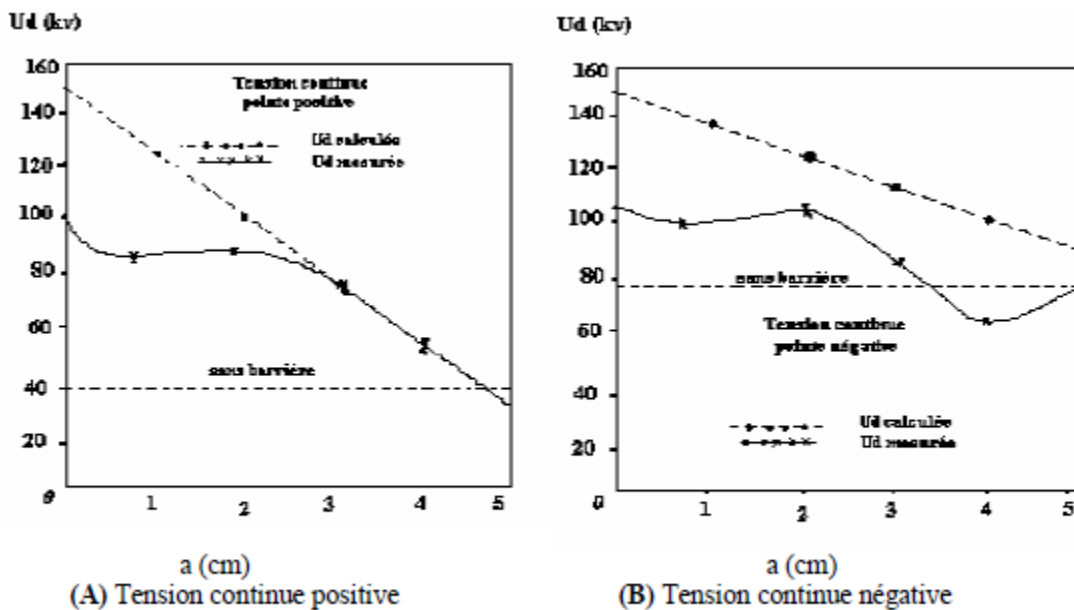
III.4.8- Influence selon Li Ming

L'augmentation de la largeur de la barrière entraîne celle de la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan. Pour les petites largeurs de la barrière, la tension disruptive est faiblement améliorée [38]. Li Ming a mesuré la tension disruptive en système pointe-plan sous tension impulsionnelle. Il a obtenu une augmentation de 30 à 45% pour une barrière de forme hémisphérique et dont la cavité est en face de la pointe, par rapport à la valeur de la tension de claquage d'une barrière plane [39].

La propagation des streamers influe sur la tenue diélectrique et ne mène pas nécessairement à la rupture de l'intervalle d'air. Les décharges préliminaires accélèrent le vieillissement de la barrière et augmentent la quantité de la charge superficielle qui facilite les décharges glissantes. La tension de rupture est inférieure à celle de l'intervalle sans barrière pour une barrière proche du plan [40].

III.4.9- Influence selon Z.You Bin

You Bin a travaillé sur les intervalles pointe-barrière-plan sous tension continue. La distribution des porteurs de charges positifs sur la surface de la barrière et la chute de tension entre les faces opposées de la barrière sont influencées par l'épaisseur et la permittivité de la barrière utilisée. Lorsque ces dernières auront des valeurs importantes, le champ électrique entre la barrière et le plan devient de plus en plus uniforme, mais leur influence est beaucoup moins importante par comparaison à l'effet de la largeur et de la position de la barrière [22].



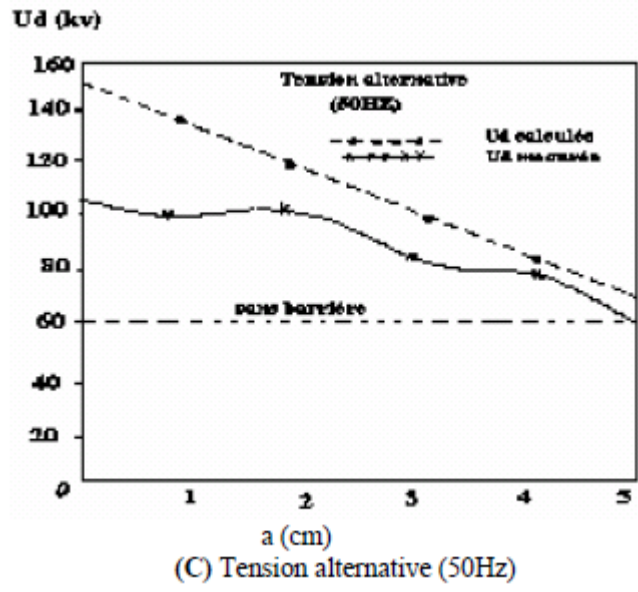


Figure III.3: Equivalence entre le système pointe-barrière-plan et l'association série pointe-plan ($d = 5\text{ cm}$) [41]

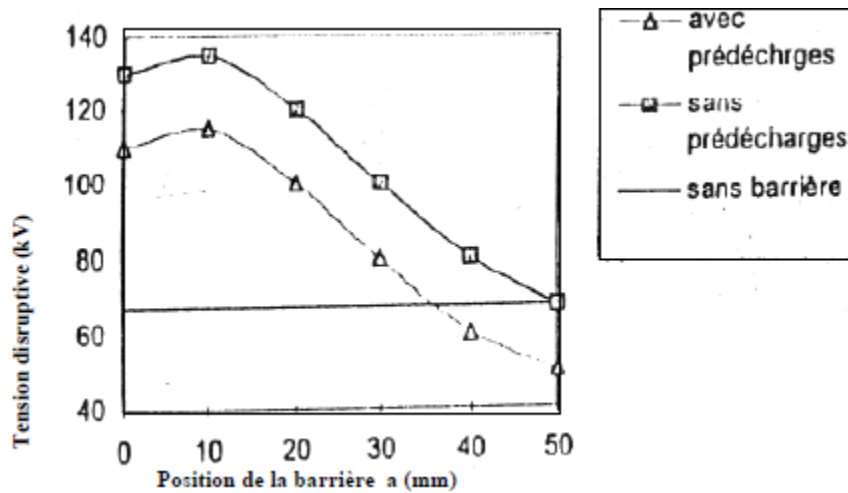


Figure III.4: Influence des prés décharges [40]

III.4.10- Influence selon M.V.Sokolova

Sokolova a effectué des mesures des courants de décharges pour des intervalles d'air avec différents matériaux de la barrière. L'analyse des oscillogrammes a montré que chaque impulsion de courant a une structure complexe. Il a obtenu les résultats regroupés dans le tableau (III.1), pour une distance pointe-plan $d = 1.55\text{ mm}$ et $U_{eff} = 4.5\text{ kV}$

Matériau	Courant max et charge moyenne
Verre	$I_{\max} = 100 - 200 \text{ mA}$ $Q_{\text{moy}} = 5 \text{ nC}$
Céramique	$I_{\max} = 120 - 160 \text{ mA}$ $Q_{\text{moy}} = 1.5 - 2 \text{ nC}$

Tableau III.1 : Paramètres de la décharge dans l'air pour différents Matériaux [42]

Les deux matériaux utilisés produisent des effets différents sur la rigidité de l'intervalle malgré leur même épaisseur et même permittivité; (Q_{moy}) désigne la quantité de charge accumulée sur la barrière.

Sokolova a aussi effectué des mesures pour deux situations différentes (Tableau III.2) :

- L'une pour une barrière propre lavée avec de l'alcool puis avec de l'eau distillée ;
- L'autre pour la même barrière après trente heures sous une décharge électrique. La surface de la barrière devient polluée après la décharge.

	Surface propre	Surface chargée
$I_{\max}^+ \text{ (mA)}$	1750	730
$I_{\max}^- \text{ (mA)}$	1700	430

Tableau III.2: Courant maximum de décharges dans le cas d'un état de Surface différent de la barrière [42]

I_{\max}^+ et I_{\max}^- Sont les valeurs maximales des courants des micros décharges correspondant aux deux polarités positive et négative des demi-périodes de la tension appliquée.

III.4.11- Influence selon F.V. Topalis et I.A.Stathopulos

La rigidité diélectrique de l'air s'améliore pour des positions relativement éloignées de la barrière des deux électrodes, dans le cas des petits et moyens intervalles [43]. L'effet de la barrière n'est plus le même dans le cas des longs intervalles et pour des positions de la barrière

équivalentes à celles du cas précédent. Selon les conditions expérimentales, ceci est dû à l'influence du phénomène physique dénommé 'leader', qui est matérialisé par un canal lumineux observé dès que la distance inter-électrodes dépasse 80 cm.

En tension impulsionnelle et en géométrie d'électrodes pointe-pointe, l'insertion de deux barrières de manière à ce que l'une soit fixe et l'autre mobile ne change presque pas la tension de claquage en fonction de la position de la barrière, mais reste toutefois supérieure à celle de l'intervalle d'air ayant une seule barrière (Fig III.7). Dans le cas d'un système pointe-plan, la tension disruptive augmente de 35% pour une barrière située à 20% de la distance inter électrodes [44].

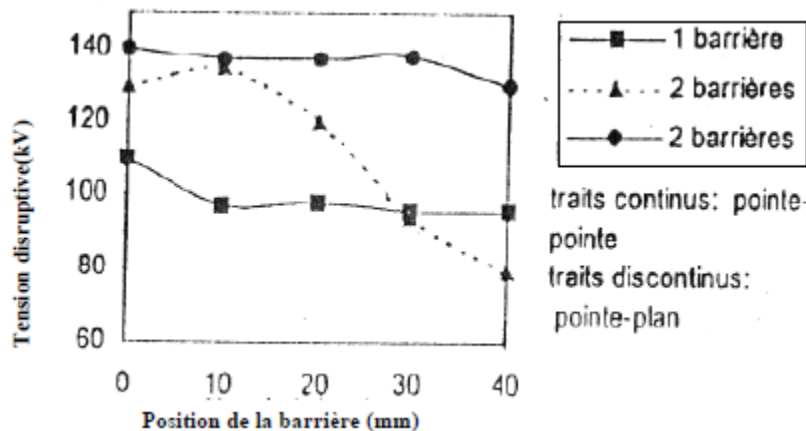


Figure III.5 : Influence du nombre de barrières sur la tension disruptive en système pointe-pointe et pointe-plan [45]

III.5- Influence des barrières isolantes sur le champ électrique des intervalles d'air pointe-plan

En utilisant une sonde capacitive, Meek et Collins ont observé les variations de l'intensité du champ électrique à la surface des électrodes d'un intervalle d'air pointe-barrière isolante plan, ayant une distance inter-électrodes de 15 cm, aux chocs 0,4/30 μ s [46].

La figure III.6 donne des oscillogrammes du champ électrique sans et avec barrière isolante.

La figure (A) (sans barrière), montre un pic de champ électrique à la pointe qui décroît rapidement à cause de la charge positive injectée dans l'intervalle, créant un champ de charge d'espace opposé au champ appliqué. On note aussi le développement d'un pic au plan.

Les streamers de la décharge couronne traversent l'intervalle et augmentent avec l'augmentation de la tension appliquée à la pointe. Par la suite, le champ électrique décroît tant que les streamers atteignent le plan, la charge est alors neutralisée.

La figure (B) donne le champ électrique avec barrière isolante. On remarque que le champ électrique au plan augmente pour atteindre un maximum, mais ne diminue pas tant que les streamers sont empêchés d'atteindre la barrière où ils devraient être neutralisés. Au niveau de la pointe le champ électrique est légèrement réduit par rapport à celui obtenu dans le cas sans barrière.

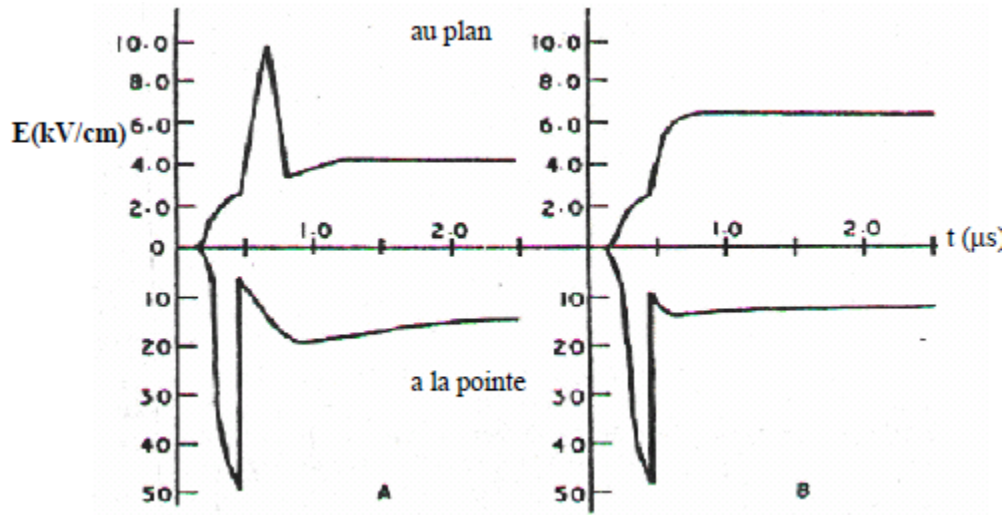


Figure III.6: Effet d'une barrière isolante sur le champ électrique en Système pointe plan ($V= 89 \text{ kV}$) [50]
 A) Sans barrière B) Barrière à 5 cm du plan

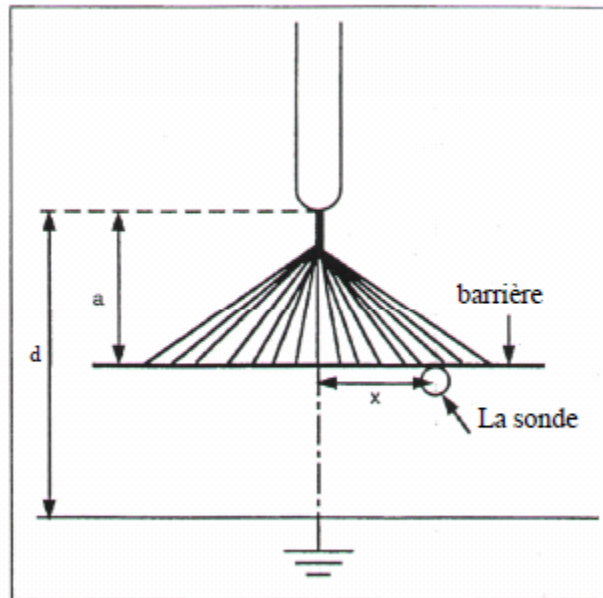


Figure III.7: Diagramme schématique d'un système pointe-plan avec une barrière isolante [51]

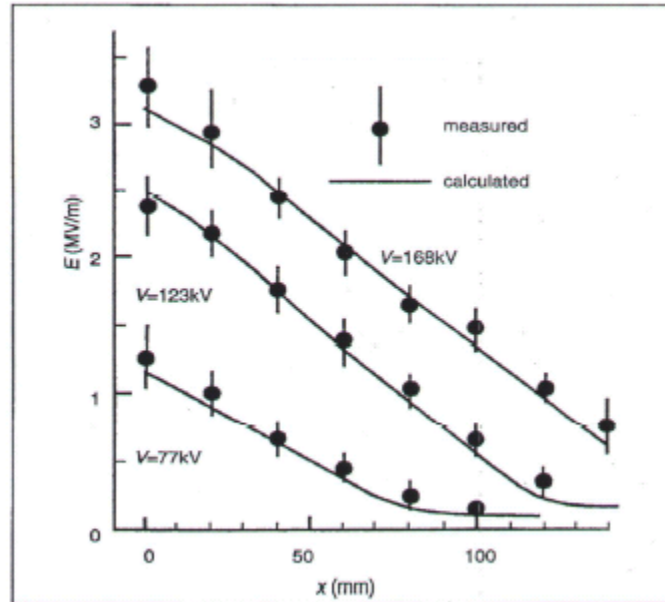


Figure III.8: Distribution du champ électrique sous la barrière obtenue avec une sonde à effet pockels ($d = 10\text{ cm}$, $a = 3\text{ cm}$) [46]

K.Hidaka a également effectué la même étude, mais en utilisant une sonde optique à effet pockels, Figure III.7 [46].

La distribution du champ électrique sur la surface opposée à la pointe en tension impulsionnelle est donnée à la figure III.8. Il ressort de cette étude que la charge d'espace accumulée sur la barrière est maximale au centre de la barrière et décroît dans la direction radiale. En effet la charge accumulée réduit le champ électrique entre la pointe et la barrière. Il ressort des résultats de simulation que plus la largeur de la barrière augmente, plus le champ électrique sur la barrière, notamment en son centre, devient important, (Fig III.11).

III.6- Conclusion

Les barrières isolantes ont des propriétés différentes l'une par rapport à l'autre. La connaissance des paramètres définissant leur nature est nécessaire. On trouve parmi ces paramètres : la rigidité diélectrique, la permittivité ainsi que les décharges partielles pouvant avoir lieu à l'extérieur, à la surface et à l'intérieur des isolants solides.

L'amélioration de la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan avec barrière isolante a été constatée par plusieurs auteurs, aussi bien sous tension continue et I pulsionnelle qu'en alternatif. Des paramètres concernant la barrière (matériau, dépôt de charges à sa surface, forme, permittivité, conductivité, nombre de barrières, barrière trouée et dimensions) affectent cette amélioration. La position optimale de la barrière correspond en général à 20% de l'intervalle inter électrodes.

L'évolution de la décharge peut être directe ou par étapes selon la position de la barrière dans l'intervalle d'air pointe-plan. En effet, la décharge directe est obtenue lorsqu'aucune décharge superficielle à la surface de la barrière n'est observée. Ce cas est généralement obtenu quand la barrière est suffisamment éloignée des électrodes. La progression de la décharge s'effectue par étapes lorsque la barrière est proche de la pointe positive. Dans le cas d'une pointe de polarité négative, la décharge par étapes apparaît pour pratiquement toutes les positions de la barrière.

IV.1- Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux des essais réalisées au laboratoire de haute tension de l'université de Tizi Ouzou. La station d'essai comprend les organes suivants :

- Un transformateur d'essai ;
- Un diviseur de tension de rapport 1/1000;
- Un pupitre de commande et des appareils de mesure et de protection.

Nous avons effectué deux séries d'essais

- Essais sans barrière diélectrique,
- Essais avec une barrière diélectrique.

IV.2- Banc d'essai

a- Transformateur d'essai

Nous avons utilisé un transformateur d'essai conçu et isolé pour la génération de la haute tension. Ce transformateur permet de délivrer une tension au secondaire allant jusqu'à 100 kV.



Figure IV.1 : Transformateur d'essai

b- Pupitre de commande

Le pupitre est alimenté sous une tension de 220V. L'autotransformateur permet la variation manuelle de la tension d'essai. (Figure IV.2).

c- Diviseur de tension

Dans le pupitre de commande ; un diviseur de tension de rapport 1/1000 est inséré, qui permet une lecture directe.



Figure IV.2 : Pupitre de commande

d- Appareils de protection

L'alimentation du laboratoire se fait à partir du pupitre de commande de l'extérieur de la plate-forme d'essai protégée par une cage de Faraday. Le transformateur et son régulateur sont protégés. Ces protections sont liées avec le circuit de la bobine du contacteur principal, ce qui donne une protection suffisante contre les surcharges du transformateur et les courants de court-circuit.

IV.3- Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une source haute tension alternative

Le système d'électrodes est constitué d'une pointe reliée à la borne Haute tension et d'un plan mis à la terre (Figure IV.3).

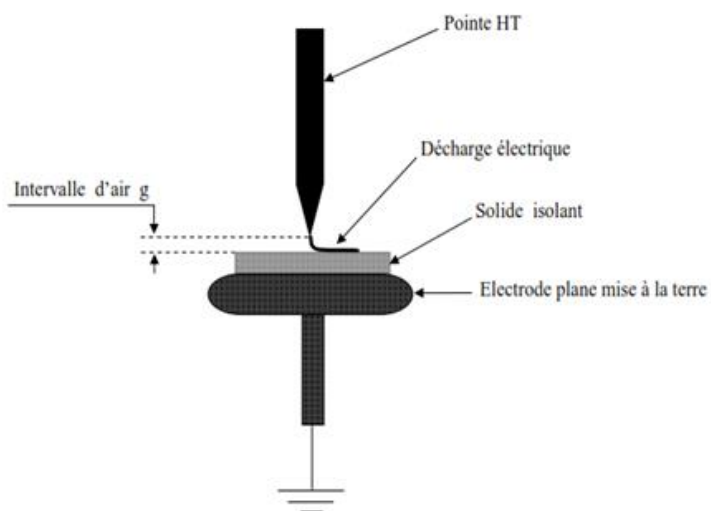


Figure IV.3 : Décharge à barrière diélectrique « système pointe-plan »

- L'électrode plane est un disque circulaire en cuivre à bords arrondis de **50mm** de diamètre
- L'électrode pointue est une tige cylindrique en bronze d'un rayon de **410 μ m**



Figure IV.4 : La Pointe en bronze

IV.4- Propriétés des matériaux utilisés

Lors des expériences, nous avons utilisé quatre types de barrières qui sont : Le PMMA, le SAN, le PS et le verre.

VI.4.1- Le Polyméthacrylate de méthyle (PMMA)

- Masse volumique : 1.12 g/cm³ ;
- Remarquable niveau de transparence et de brillance ;
- Haut niveau de rigidité diélectrique (15 à 20 kV/mm) ;
- Haute dureté ;
- Résistance à la déformation à chaud ;
- Très bon pouvoir d'isolation électrique ;
- Dureté superficielle maximale ;
- Electrostatique ;
- Très haute résistance au vieillissement climatique et à la lumière ultra-violette ;
- Bonne résistance à l'agent chimique ;
- Température de fusion : 2100 °C ;
- Résistance transversale de 10¹⁵ à 10¹⁶ Ω .cm.

VI.4.2- Le Styrène-acrylonitrile (SAN)

- Masse volumique : 1.08 g/cm³ ;
- Imperméable à l'eau ;
- Résistance superficielle $\sim 6.25 \cdot 10^{11} \Omega$;
- Bonne résistance aux ultra-violets ;
- Bonne résistance mécanique ;
- Bonne stabilité aux agents chimique ;

- Température de transition vitreuse : 115 °C,
- Température de ramollissement : 110 °C.

VI.4.3- Polystyrène (PS)

- Masse volumique : 1,04 à 1,05 g/cm³ ;
- Transparent, dur, brillant ;
- Grande rigidité diélectrique de 20 à 30 kV/mm ;
- Très bonnes propriétés isolantes électriques ;
- Très électrostatique ;
- Bonne résistance aux agents chimiques ;
- Température de décomposition : 280°C à 320 °C ;
- Température de transition vitreuse : 90 °C ;
- Résistance transversale : 10¹⁷ Ω.cm ;
- Résistance superficielle : ~ 9 10¹⁴ Ω.

VI.4.4- Le verre

Le verre est solide, fragile et généralement transparent, préparé par fusion d'un mélange complexe contenant de la silice. Il se trouve également à l'état naturel sous forme d'obsidienne, de tectites, ou encore de fulgurites. Le verre est une substance amorphe (non cristalline) composée principalement de silice fondue à haute température. Il est refroidi jusqu'à devenir rigide sans qu'il y ait cristallisation; les molécules sont disposées de manière désordonnée.

VI.5- Mode opératoire

Il est à noter que dans le but d'éviter toute modification ou altération des électrodes, celles-ci sont nettoyées avant et après chaque essai afin de réduire les effets liés à la corrosion. Concernant l'interprétation et la comparaison des résultats obtenus, chaque série d'essais est réalisée dans la même journée, ce qui suppose que les conditions atmosphériques sont les mêmes ou varient très peu.

Avant chaque essai, l'isolant constituant la barrière diélectrique est bien nettoyé avec de l'eau distillée et séché en utilisant des serviettes en papier. Un deuxième nettoyage est effectué à l'aide d'un coton imbibé d'alcool chirurgical, afin d'assurer une propriété quasi-totale de l'isolateur.

L'épaisseur de la barrière et la distance inter-électrodes sont mesurées par un pied à coulisse à affichage digital

La tension d'essais est appliquée d'une manière croissante à une vitesse constante jusqu'au claquage

IV.6- Résultats et commentaires

Dans le cadre de ce travail, nous avons fait une série d'essais pour mettre en évidence les paramètres influant sur la tension de claquage et contournement d'un intervalle solide-air. Pour ce, nous avons fait quatre séries des tests pour mettre en évidence :

- 1- L'effet d'une barrière sur la tension de claquage d'un intervalle d'air ;
- 2- Effet de l'épaisseur de la barrière sur la tension de claquage ;
- 3- Effet du diamètre de la barrière ;
- 4- Effet du matériau de la barrière sur la tension de claquage d'un intervalle solide-air.

Dans tout ce qui va suivre, nous adopterons les notations suivantes :

$$d = e + g$$

d : distance inter-électrodes ;

e : épaisseur de l'isolant (barrière dans notre cas) ;

g : distance de l'intervalle d'air ;

D : diamètre de l'échantillon de la barrière de forme circulaire.

IV.6.1- Influence de la barrière sur la tension de claquage

Dans le cas de cette série d'essais, nous faisons varier la distance inter-électrodes de 5 à 30 mm avec et sans barrière diélectrique. La figure IV.5, montre que la tension de claquage augmente avec l'augmentation de la distance inter-électrodes. On voit clairement que, pour une distance donnée, la tension de claquage en présence de la barrière est plus grande que celle de l'intervalle d'air seul. On peut donc conclure que la présence d'une barrière diélectrique influence sur la tension de claquage.

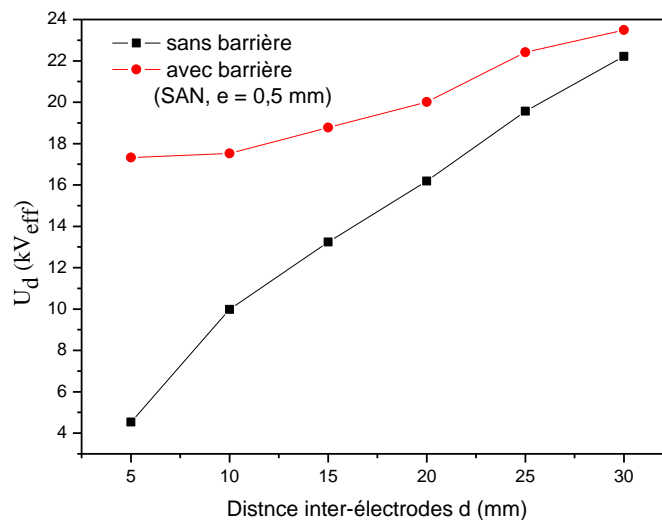


Figure IV.5: Tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes (Avec et sans barrière)

IV.6.2- Influence de l'épaisseur de la barrière sur la tension de claquage ou de contournement

Dans cette série d'essais, nous avons voulu mettre en évidence, pour une distance inter-électrodes donnée, l'effet de l'épaisseur de la barrière diélectrique sur la tension de contournement. Il faut signaler, que dans le cas d'une isolation hybride air- solide, il n'y a pas perforation de la barrière, mais l'arc électrique entre les deux électrodes se produit par contournement de la barrière (isolant solide).

Nous avons faits plusieurs séries d'essais en utilisant comme barrière : le PMMA, le SAN, le PS et le verre. Comme la tension de claquage et contournement est la moyenne arithmétique de 5 essais pour une distance donnée, il en résulte une détérioration (brulure) de la barrière aux extrémités, ce qui à sens influe sur les tensions suivantes.

Comme le verre a donné des résultats satisfaisants, la figure (IV.6), montre clairement l'effet de l'épaisseur de la barrière sur la tension de contournement. Ce qui est à notre sens est normal, plus l'épaisseur de la barrière augmente, donc l'intervalle d'air diminue, la tension de contournement ne serait que plus grande.

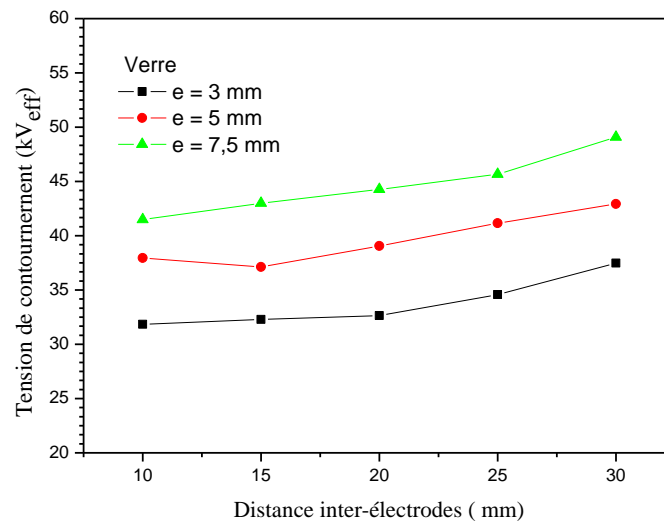


Figure IV.6: Tension de contournement en fonction de l'épaisseur de la barrière en verre

IV.6.3- Influence du diamètre de la barrière sur la tension de contournement

Comme nous l'avons signalé précédemment, l'arc qui se produit entre les deux électrodes a lieu par contournement. Il serait sensé que pour une barrière d'une épaisseur e donnée ayant un diamètre D_1 , la tension de contournement serait plus petite que celle de la même barrière mais ayant un diamètre D_2 plus grand.

C'est dans cet état d'esprit que nous avons fait une série de tests avec des échantillons en verre ayant une épaisseur de 5mm et les diamètres respectifs de 150, 180, 200 et 250 mm.

Les résultats expérimentaux sont consignés dans la figure VI.7.

On voit clairement que la tension de contournement, pour une distance donnée, augmente avec le diamètre de l'échantillon. En effet, plus le diamètre est grand, plus la longueur de l'arc est grande, donc il faut un champ électrique plus grand.

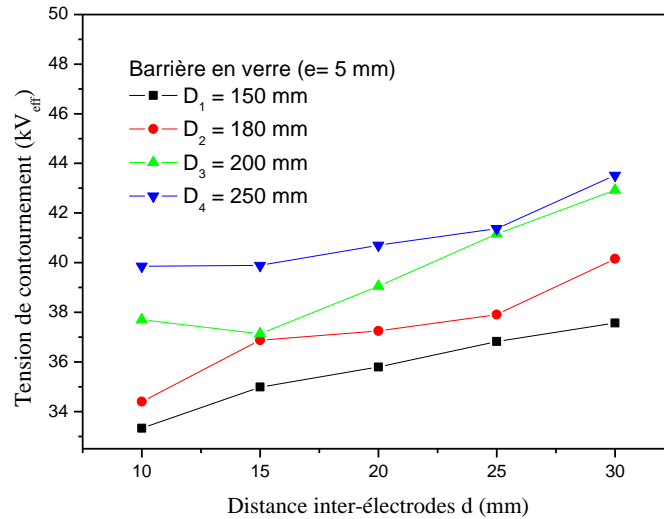
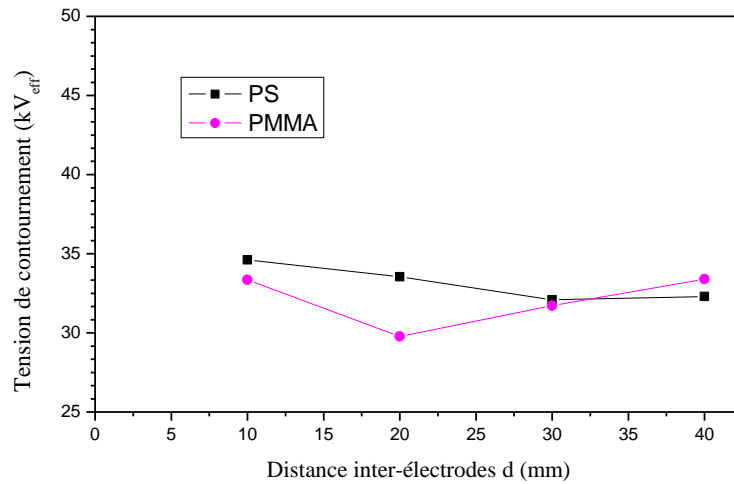


Figure IV.7: Tension de contournement en fonction du diamètre de la barrière

IV.6.4- Influence du matériau de la barrière

Pour clore cette étude, une dernière a été réalisée pour voir si la nature de la barrière aurait un effet perceptible sur la tension de claquage d'un intervalle solide-gaz. Pour ce, nous avons disposé de trois matériaux (PMMA, PS et SAN) ayant la même épaisseur.

Figure IV.8 : Tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes PS et PMMA, e=3mm



Il faut signaler que pour le verre, les échantillons dont nous disposons, leurs épaisseurs ne correspondent pas à celle des matériaux cités en haut.

La figure IV.8, la tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes pour le PS et le PMMA ayant une épaisseur de 3 mm. A l'examen des deux courbes, nous ne pouvons pas affirmer de manière sûre s'il y a un effet notable du matériau de la barrière, voire minime.

IV.7- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus pour les différents essais. Cette étude nous a permis de distinguer l'influence des différents paramètres sur la tension de claquage.

D'après ces résultats, la barrière diélectrique influence sur tension de contournement.

La recherche bibliographique répartie sur les deux premiers chapitres, nous a permis d'acquérir des connaissances sur les décharges dans les gaz et les solides isolantes en général, et d'approfondir la compréhension des mécanismes conduisant aux claquages des diélectriques solides, ainsi sur l'influence des barrières isolantes sur la tension de claquage dans les intervalles d'air.

La série d'essais nous a permis de recueillir différents résultats expérimentaux, les principales conclusions suivantes:

- Dans les intervalles d'air « pointe– plan », pour une tension alternative à fréquence industrielle, la barrière isolante avec une surface propre joue en premier lieu le rôle d'obstacle géométrique ; ainsi que l'augmentation de la tension de contournement.
- Concernant l'effet de l'épaisseur de la barrière, l'intervalle d'air diminue, la tension de contournement ne serait que plus grande. En pratique, dans une isolation hybride air-solide, il n'y a pas perforation de la barrière, mais l'arc électrique entre les deux électrodes se produit par contournement de la barrière (isolant solide).
- On voit clairement que la tension de contournement, pour une distance donnée, augmente avec le diamètre de la barrière diélectrique. En effet, plus le diamètre est grand, plus la longueur de l'arc est grande, donc il faut un champ électrique plus grand.
- Nous ne pouvons pas affirmer de manière sûre que les différents matériaux (PMMA, PS, SAN et le verre) n'ont pas un effet notable sur la tension de contournement.

En fin, nous espérons que ce travail sera d'une aide appréciable à ceux qui veulent poursuivre cette étude, en évoquant les parties absentes dans ce mémoire.

Résumé

La recherche bibliographique répartie sur les deux premiers chapitres, nous ont permis d'acquérir des connaissances sur les décharges dans les gaz et les solides isolantes en général, et d'approfondir la compréhension des mécanismes conduisant aux claquages des diélectriques solides, ainsi sur l'influence des barrières isolantes sur la tension de claquage dans les intervalles d'air.

La série d'essais nous a permis de recueillir les différents résultats expérimentaux, et de conclure principalement que:

Dans les intervalles d'air « pointe– plan », joue le rôle d'obstacle géométrique ; ainsi que l'augmentation de la tension de contournement.

Mots clés

Diélectrique- Isolant- Rigidité diélectrique des isolants solides -tension de claquage- champ électrique- champ électrique uniforme