

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université A. Mira - Bejaia
Faculté de Technologie
Département Génie électrique
Spécialité Technique de Haute Tension

Mémoire de fin d'étude

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Technique de
Haute Tension

Sous le thème

Dépôt de charges électriques sur la surface d'un diélectrique fibreuse.

Réalisé par : Hamou SADOUD

Encadré par : Bellkacem YAHIAOUI
Allaoua RAHMANI

Soutenu devant le jury composé de :
Mr. ZEBBOUDJ. Y / Professeur. Université de Bejaia.
M^{lle} ROHA.N / MCB. Université de Bejaia.

Remerciements

Tout d'abord on tient à remercier le laboratoire de l'institut universitaire de Technologie d'Angoulême pour leur collaboration, où nos tests sur le média fibreux non-tissé ont été réalisés.

Au terme de ce modeste travail, il m'est agréable de pouvoir remercier tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin à le réaliser.

Ma profonde gratitude et vif remerciement vont à mes encadreurs M^r. Yahiaoui Bellkacem avec lequel j'ai pu bénéficier de ses compétences scientifiques et M^r Rahmani Allaoua, un être d'exception, dont la rigueur et le sérieux sont à défier tous les esprits.

Je remercie tout particulièrement Mr Amirouche Moukrane enseignant à l'université de Bejaia pour son temps précieux qui m'a accordé.

Ma reconnaissance va à tous les membres de jury qui nous feront l'honneur d'apprécier notre travail.

Tous les mots restent faibles pour exprimer ma profonde reconnaissance à mes parents pour le soutien et l'aide précieux qu'ils m'ont apporté durant mes longues années d'études.

Hamou Sadoud

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail tout d'abord à la mémoire de mes grands-parents qui ont su m'inculquer dès mon enfance, l'amour du savoir, les valeurs éthiques et la rigueur morale.

A la maison, il y a une mère qui aime et qui prie. Sa présence est lumière et protection. A son courage d'affronter la vie.

A mon frère et sœurs l'un de vous lira peut-être un jour ce manuscrit, détrompez-vous les choses faciles n'ont pas de goût et dans la vie la fin d'un parcours inaugure le commencement d'autre chose plus spectaculaire et plus aboutie.

A mes oncles et toutes leurs familles, Les hommes d'honneurs se font rares de nos jours et vous vous l'êtes indéniablement.

J'ai tant appris à l'université. Ma formation, ma vie estudiantine et, surtout, tant et tant de rencontres. Impossible, ici encore, d'exprimer nominaleme nt ma gratitude. Mais j'aimerais simplement rappeler quelques prénoms qui se reconnaîtront peut-être : Mon meilleur ami Aiteur Koceila, Amirouche Moukrane, S. Tarik, Zakaria, Sara, Haingotiana... Il en est bien d'autres encore.

Il y aurait aussi tant de femmes et d'hommes à qui je devrais dédier mon projet pour leur amour, leur amitié, leur accompagnement, autant que pour leurs encouragements.

S. Hamou

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE -----	01
CHAPITRE I: GENERALITES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES	
I.1. Phénomènes de multiplications électroniques -----	03
I.1.1. Phénomènes de collision -----	03
I.1.1.1. collisions élastiques -----	03
I.1.1.2. Collisions inélastiques -----	03
I.1.2. Principaux processus de collision -----	04
I.1.2.1. Ionisation par photon -----	04
I.1.2.2. Ionisation thermique -----	04
I.1.2.3 Ionisation par collisions -----	04
I.2. Mécanisme de la décharge électrique. -----	05
I.3. La décharge de Townsend et critère d'auto entretien de la décharge -----	05
I.3.1. Limite de critère de Townsend -----	07
I.4. Loi de Paschen -----	07
I.5. Théorie de streamers -----	08
I.6. Critères de Meek et Reather -----	11
I.7. Décharge couronne -----	12
I.7.1. Différent régimes de la décharge (caractéristique courant-tension) -----	13
I.7.2. Distribution du champ électrique sur un système pointe-plan et topographie de la décharge couronne -----	14
I.7.3. Seuil d'apparition de la décharge couronne -----	17
I.7.4. Effet de la polarité sur le processus de développement de la décharge couronne	18
I.7.4.1. Décharges pointe positive-plan -----	19
I.7.4.2. Décharges Pointe négative-plan -----	19
I.7.5. Les facteurs influençant la décharge couronne -----	20
I.7.5.1. Facteurs géométriques -----	20
I.7.5.2. Les facteurs physico-chimiques -----	21
I.7.5.3. Facteurs électriques -----	22
I.7.5.4. Effets chimiques -----	22
I.7.6. Applications industrielles de la décharge couronne -----	22
I.7.6.1. Paratonnerre -----	22
I.7.6.2. Neutralisation -----	22
I.7.6.3. Filtre électrostatique -----	22
I.7.6.4. Séparateur électrostatique -----	22
I.7.6.5. Génération d'ozone -----	23
I.8. Conclusion -----	23

CHAPITRE II : LES ISOLANTS SOLIDES ET QUELQUES PROPRIETES DIELECTRIQUES

II.1. Polymères -----	24
II.1.1. Polymères organiques polaires -----	24
II.1.2. Polymères organiques apolaires -----	24
II.2.les polypropylènes (pp) -----	25
II.3.Matériaux isolants fibreux -----	27
II. 3.1. Techniques de fabrication des médias non tissés. -----	29
II.4. Propriétés diélectriques des isolants solides -----	32
II. 4.1.La polarisation et le déclin de potentiel -----	32
II.4.2.Mécanismes d'injection de charges et le déclin de potentiel-----	37
II.4.3. La conduction électrique et le déclin du potentiel -----	39
II.4.4. Neutralisation atmosphérique et le déclin de potentiel -----	44
II.4. 5.L'effet piézoélectrique -----	44
II. 5.Conclusion-----	45

CHAPITRE III: METHODES DE DEPOT DE CHARGES ET LES MESURES D'EVALUATION

III. 1. Les méthodes de dépôt de charges -----	46
III. 1.1. Charge par effet triboélectrique -----	46
III. 1.2. Charge par rouleau électrostatique -----	46
III. 1.3.Charge par décharge couronne -----	47
III. 1.3.1. Processus de charge dans une configuration triode -----	49
III. 2.Les mesures d'évaluation des charges déposées -----	52
III. 2.1.Caractérisation -----	52
III. 2.2.Équations de base -----	53
III.2.3.Charge d'espace et champ électrique -----	54
III. 3. Techniques de mesure de la distribution spatiale de la charge d'espace -----	58
III. 3.1. Méthode électroacoustique pulsée -----	59
III. 3.2. Méthodes de stimulation thermique. -----	60
III. 3.3. Méthodes électrostatiques -----	61
III. 3.3.1. Méthode de compensation -----	62
III. 3.3.2. Méthode à sonde capacitive -----	63
III. 3.3.3. Sonde à induction -----	64
III. 3.3.4 Moulin à champ -----	67
III.3.3.5. Sonde à condensateur vibrant -----	69
III.4.Conclusion -----	71

CHAPITRE IV : PARTIE EXPERIMENTALE

IV.1.Poste de charge -----	74
IV.2.Poste de mesure du déclin de potentiel de surface -----	76
IV.3.Résultats et leur interprétation -----	77
IV.3.1 .Profil de potentiel de surface pour plusieurs valeurs de potentiel et courant de grille: -----	78
IV.3.2.Influence du temps de charge T_c sur le potentiel de surface -----	80
IV. 3.3.Influence du potentiel de grille sur le potentiel de surface -----	82
IV.4.Conclusion -----	86
Conclusion Générale -----	87

LISTE DES FIGURES

Figure	Titre	Page
I.1	Loi de Paschen pour différents gaz.	08
I.2	Génération d'avalanches secondaires dans un processus de décharge positif (a), (b).	09
I.3	Étapes successives du développement d'un Streamer.	10
I.4	Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique.	13
I.5	Système de configuration pointe-plan.	14
I.6	Variation du champ électrique réduit en configuration pointe-plan. Distance inter-électrodes : 2,5mm ; rayon de courbure de la pointe : 10 μ m. Potentiel appliqué à la pointe : 22 kv.	16
I.7	Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan.	17
I.8	Influence de la distance inter-électrodes sur le courant de la décharge couronne.	20
I.9	Caractéristique courant-tension selon la nature des électrodes (d=0.5cm, \emptyset =125 μ m, et H_r = 5%).	21
II.1	Structure générale du polypropylène.	25
II.2	Classification des différentes matières utilisées pour la fabrication des fibres	28
II.3.	Échantillons de médias non tissés obtenus par différents procédés.	32
II.4	Evolution de la polarisation molaire en fonction de la fréquence du champ appliqué.	34
II.5	Diagrammes de bande aux interfaces.	37
II.6	Diagramme d'énergie des porteurs dans un matériau isolant.	41
II.7	Abaissement de la barrière de piège par effet Poole-Frenkel.	43
III.1	Dispositif de charge par effet triboélectrique.	46
III.2	Principe de charge par rouleau électrostatique.	47
III.3	Principe de formation d'électret par décharge couronne.	48
III.4	Configuration de charge triode par effet couronne.	49
III.5	Décharge couronne dans le système triode.	50
III.6	Effet de la position de la grille sur la largeur de dépôt.	51
III.7	Effet de la position de la grille sur l'uniformité de dépôt.	51
III.8	Mesure de courant à potentiel fixe.	52
III.9	Caractérisation d'un matériau par potentiel de surface après dépôt De charges.	53
III.10	Modèle de base d'un électret.	55
III.11	Principe de la méthode électroacoustique.	60
III.12	Principe de méthode de stimulation thermique de la décharge.	61
III.13	Principe de mesure de la charge thermo-stimulée.	61
III.14	Principe de la méthode de compensation.	63
III.15	Principe de la sonde capacitive.	64
III.16	Sonde à induction.	65
III.17	Mesure du champ électrique en absence de l'électrode de masse.	65

III.18	Modèle capacitif de la sonde à induction.	66
III.19	Schéma de principe d'un moulin à champ.	68
III.20	Principe du voltmètre sans contact.	69
III.21	Principe de modulation par variation de capacité.	70
III.22	Principe de mesure du potentiel de surface à l'aide de la sonde à condensateur vibrant.	71
IV.1	photographie générale du dispositif expérimental de dépôt de charge, de mesure et d'acquisition de données.	72
IV.2	Dispositif de charge par décharge couronne.	73
IV.3	Caractéristiques générales du système triode de charge.	74
IV.4	Poste de mesure du déclin de potentiel de surface DPS.	75
IV.5	Courbe du Potentiel de Surface visualisée sur le panneau frontal de l'instrument virtuel.	76
IV.6	Banc d'essai de dépôt et de mesures des charges électriques sur la surface du media fibreux en polypropylène. (a) : Schéma du dispositif, (b) : Photographie du dispositif.	77
IV.7	Profil du Potentiel de surface pour $V_G = 800V$, $T_c = 2s$;	78
IV.8	Profil du Potentiel de surface pour $V_G = 2kV$, $T_c = 2s$;	79
IV.9	Profil du potentiel de surface pour $V_G = 3kV$, $T_c = 2s$;	79
IV.10	Profil du potentiel de surface pour $V_G = 4kV$, $T_c = 2s$;	80
IV.11	Courbes du DPS pour différents temps de chargement, avec $V_G=1, 5 kV$, $I_G=100\mu A$.	81
IV.12	Courbes du Déclin de potentiel pour différents temps de chargement, avec $V_G=1kV$, $I_G=100\mu A$.	81
IV.13	courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=10\mu A$ et à $T_c = 2s$.	82
IV.14	courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=10\mu A$ et $T_c = 30s$.	83
IV.15	Déclin du potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_c = 2s$.	83
IV.16	courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=100\mu A$ et à $T_c = 2s$.	84
IV.17	Déclin du potentiel de surface pour différent potentiel de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_c = 10s$.	85
IV.18	Déclin du potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_c = 30s$.	85

Liste Des Tableaux

LISTE DES TABLEAUX

Tableau	Désignation	Page
II.1	Quelques valeurs diélectriques de polypropylène à 20°C et 50Hz.	27
II.2	Méthodes de formation de voiles pour un non-tissé.	30
II.3	Méthode de consolidation de voiles pour un non-tissé.	31
III.1	Principales méthodes de mesure de la distribution de la charge d'espace	59

Liste des abréviations et symboles

Chapitre I

A^+ : Ion ;

A, B : constantes dépendant du gaz ;

A, B : Particule neutre (atome ou molécule);

d : Distance inter-électrodes ;

e : Charge élémentaire de l'électron ;

e^- : Electron (sa charge = $-1.6 \cdot 10^{-19}\text{C}$) ;

E : Champ électrique ;

E_{01} : Valeur de crête du champ électrique en conditions normales, égal à 30kV/cm ;

E_c : Le champ de charge d'espace ;

E_g : Champ électrique appliqué ;

E_i : Le champ électrique à la surface du fil

E_s : Champ seuil d'apparition de la décharge ;

G, B, f : Des constantes qui diffèrent d'un auteur à l'autre, elles dépendent de la géométrie de l'électrode et de la densité du gaz ;

h : Constante de Planck ;

hw : Quantum d'énergie ;

H_a : Humidité absolue ;

H_r : Humidité relative ;

I : Courant (A) ;

I_0 : Courant initial dû aux électrons primaires (A) ;

m_1 : Coefficient qui tient compte de l'état de surface du conducteur (l'irrégularité géométrique du conducteur) ;

m_2 : Coefficient qui prend en considération l'influence de la pollution des conducteurs souvent le produit ($m_1 \cdot m_2$) est remplacé par un seul coefficient : « m » ; Liste des abréviations et des symboles ;

N : Densité du gaz ;

n_e : Le nombre critique d'électrons produits par l'avalanche (en général, ce nombre est de l'ordre de 10^8).

Liste des abréviations et symboles

- p : Pression du gaz ;
 R : Rayon de la tête de l'avalanche.
 r : Rayon de courbure de la pointe [m] ;
 r_c : Rayon du conducteur en cm ;
 R_0 : Rayon du conducteur de l'électrode active.
 V_r : Tension appliquée ;
 V_s : Tension seuil pour l'apparition d'une décharge électrique ;
 x : représente la distance critique;
 x_p : La distance à la pointe sur l'axe pointe-plan [m] ;
 α : Premier coefficient de Townsend (m^{-1}) ;
 γ : Deuxième coefficient de Townsend ;
 δ : Densité de l'air ;
 η : Probabilité d'attachement d'électrons ;

Chapitre II

- A : Constante de Richardson- Schottky (120 A/cm);
C-C : Liaison entre molécules de type covalent ;
 $D(t)$: Déplacement électrique en fonction du temps ;
DPS : déclin de potentiel de surface ;
 E_{en} : L'énergie ;
HDPE : polyéthylène (de haute densité) ;
 J : Densité de courant ;
 K : Constante de Boltzmann ;
LDPE: le polyéthylène (de basse densité) ;
 N_m : Concentration moléculaire ;
 $n(t)$: Nombre d'électrons susceptibles de participer à la conduction ;
 $N(E)$: Nombre de places disponibles ;
 N_{eff} : Nombre effectif d'états ;
 N_c : Bande de conduction ;

Liste des abréviations et symboles

\vec{P} : Polarisation ;

PA : polyamide ;

PE : Polyéthylène (PE) ;

PET : Poly (téréphtalate d'éthylène) ;

PMMA : poly (méthacrylate de méthyle) ;

PP : Polypropylène ;

PVC : poly (chlorure de vinyle) ;

S : Surface de l'échantillon ;

T : Température absolue ;

α_p : Polarisabilité globale ;

β_{PF} : Constante de Poole-Frenkel ;

β_s : Constante de Schottky ;

ε : Permittivité relative ;

ε_0 : Permittivité du vide ($8,85 \times 10^{-12}$ F/m) ;

η_f : Fraction de porteurs de charges libres ;

q_0 : Amplitude de la fonction échelon ;

$\phi_D(t)$, $\phi_E(t)$: Fonctions diélectriques modélisant les Phénomènes de conduction et d'injection de charges ;

ΔW : Energie d'activation ;

Chapitre III

C : Capacité du circuit extérieur (champ-mètre ou électromètre + câblage) ;

c_0 : Capacité définie entre la face libre du diélectrique et la sonde ;

c_d : Capacité définie entre la face libre du diélectrique et l'électrode de masse ;

\vec{D} : Vecteur déplacement électrique ;

D_n : Constante de diffusion ;

Q : Quantité de Charge ;

q : Charge ;

Liste des abréviations et symboles

μ_i : Mobilité du porteur de charge de type ;

ρ : Densité de charge ;

ρ_i : Densité du porteur de charge de type i .

$\rho_\rho(x)$: Densité volumique locale ;

σ_ρ : Densité surfacique ;

ω : Pulsation ;

$\vec{\nabla}$: Facteur Nabla ;

Chapitre IV

d : Distance entre la grille et le plan de masse ;

GPIB: General Purpose Interface Bus;

h : Distance entre le fils de l'électrode dual et le plan de masse ;

IEEE: Institute of Electrical and Electronics Engineers;

I_G : Source du courant qui s'écoule à travers cette grille ;

R : Résistance de la grille ;

V_G : Potentiel de la grille ;

Introduction

L'électricité statique est souvent perçue comme une nuisance. Elle est à l'origine d'explosions de silos de céréales et de tanks pétroliers, du vieillissement de matériaux diélectriques, du dysfonctionnement de circuits électroniques et de multiples désagréments pour chacun d'entre nous dans la vie quotidienne [1-2]. Pourtant elle nous est aussi largement utile par ses applications telles que la peinture électrostatique, le dépoussiérage des effluents gazeux, la séparation de matériaux granulaires, ou les transducteurs à électrets.

Le problème principal lié à l'étude de l'électricité statique est la grande difficulté de mesurer le phénomène. On peut distinguer deux types de mesures : les mesures directes où l'on essaye de déterminer la charge électrique d'un corps et les mesures indirectes où ce sont des propriétés particulières des corps vis-à-vis de l'électricité statique que l'on mesure (résistivité, temps de décharge...) pour comprendre leur comportement électrostatique. Le problème de la répartition des charges au niveau des surfaces des isolants est également difficile à traiter, très peu de moyens aujourd'hui permettent d'étudier cela [3].

Parmi les moyens de dépôt de charges les plus utilisés pour le chargement électrostatique de surface des isolants solides, la décharge couronne est le moyen le plus simple et le plus fiable. Elle nous donne la possibilité de déposer des charges soit positives ou négatives selon la polarité du système de décharge [4]. Elle nous permet de contrôler le dépôt de charges en insérant une grille métallique au milieu des deux électrodes dissymétriques, mise à la terre à travers une résistance et un microampèremètre. Cette configuration pour le contrôle de charges s'appelle le système triode. Ainsi, nous avons consacré le premier chapitre aux phénomènes physiques se produisant dans les gaz, à savoir la décharge couronne. On a parlé des deux mécanismes, la théorie de Townsend et celle de streamer, dont dépende la décharge. La décharge couronne est dite auto-entretenu, elle se produit dans un champ non-uniforme (dans un système d'électrodes dissymétriques, pointe-plan par exemple). La décharge est classifiée comme plasmas froids (hors équilibres), utilisée dans pas mal de domaines d'applications.

Le chapitre deux, présente les méthodes de fabrication des médias fibreux les plus utilisés dans l'industrie des textiles. L'objectif de charger ces isolants en surface et basé sur l'étude, de la stabilité de la charge dans le diélectrique, la mesure du potentiel de surface et son déclin. Ainsi, nous avons présenté des propriétés diélectriques et phénomènes physiques entraînant le déclin de potentiel en surface.

Pour évaluer les charges déposées en surface des isolants, le chapitre trois illustre les méthodes de mesures les plus utilisées.

Le but de ce travail est de voir l'influence du temps d'exposition de l'échantillon à la décharge couronne sur le déclin du potentiel de surface. Et l'effet de la variation du potentiel de grille V_G sur le potentiel de surface. Aussi, l'importance de courant de la grille sur le dépôt et le déclin du potentiel de surface.

Le chapitre quatre est consacré à la partie expérimentale, le dispositif de mesure représenté dans cette partie expérimentale est réalisé à l'I.U.T (Institut Universitaire de Technologie) d'Angoulême en France. Il est constitué de deux postes, à savoir le poste de charge et le poste de mesure, les résultats sont prélevés sur un échantillon neuf à chaque essai.

Généralités sur les décharges électriques dans les gaz

Une décharge électrique suppose toujours l'existence de charges libres et d'un champ électrique qui peut être continu, alternatif ou impulsionnel, uniforme ou non. Les décharges électriques peuvent être produites dans le volume du gaz ou à la surface des électrodes à l'aide d'un agent ionisant extérieur (rayonnement de particules, chaleur, etc.).

Sous l'action d'un champ électrique suffisamment grand, les charges peuvent se multiplier, augmentant ainsi le courant de la décharge. Les décharges qui peuvent survivre à l'agent ionisant extérieur sont dites autonomes. Elles apparaissent lorsque la tension appliquée aux électrodes dépasse une valeur minimale. Au-delà de cette valeur le gaz devient le siège d'un ou plusieurs phénomènes produisant les électrons nécessaires à l'entretien de la décharge sans intervention d'un agent ionisant extérieur. Par contre, la décharge est dite non-autonome si elle s'interrompt dès que cesse d'agir l'agent ionisant extérieur.

Dans tous les cas, la pression p du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Les mécanismes de décharges sont distingués en fonction du produit de la pression par la distance inter-électrodes ($p \cdot d$).

I.1 Phénomènes de multiplications électroniques

I.1.1. Phénomènes de collision

L'application d'un champ électrique suffisamment intense conduit à l'ionisation du gaz. Cette dernière se fait par le transfert de l'énergie cinétique des électrons aux molécules neutres du gaz, et dans ce cadre il existe deux types de collisions entre ces éléments [5] [6] [7] [8].

I.1.1.1. collisions élastiques

Lors de ces collisions, l'énergie cinétique de translation et la quantité de mouvement sont conservées. C'est le cas de presque tous les atomes dans un gaz pris dans des conditions de pression et température normales.

Il faut aussi remarquer que les particules lourdes échangent très facilement leur énergie par collision élastique alors que, lors de la collision d'un électron et d'une particule lourde, la fraction d'énergie est très faible. Un électron devra subir des milliers de collisions élastiques pour perdre son énergie.

Ces collisions ne modifient pas l'énergie interne des particules en question, mais sont responsables des phénomènes thermiques (conduction et diffusion de chaleur au sein du gaz) [9] [10].

I.1.1.2 Collisions inélastiques

Ce sont des collisions où une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne.

Les collisions inélastiques sont responsables de la fragmentation des molécules impactées ou de la modification de la distribution de l'énergie (modification de l'état vibrationnel, translationnel ou électronique).

Si son énergie cinétique est suffisante, un électron peut, lors d'une collision inélastique, ioniser ou exciter la molécule neutre rencontrée.

En présence d'un champ électrique, les molécules de gaz se mettent en mouvement dans la direction du champ. Leur vitesse varie en fonction de la distribution et l'intensité du champ, ainsi que d'autres paramètres tels que la pression, la température et l'humidité du gaz [9].

I.1.2.Principaux processus de collision

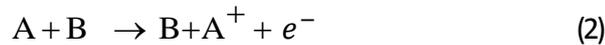
I.1.2.1 Ionisation par photon

La photo-ionisation correspond à l'absorption d'un photon $h\nu$. Un photon de fréquence ν suffisamment énergétique peut exciter ou même ioniser une particule neutre suivant le principe:



I.1.2.2. Ionisation thermique

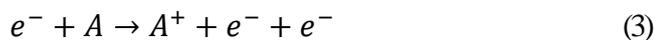
Un gaz très chaud peut donc s'auto-ioniser. Si B est un état excité métastable, ce processus est facilité suivant la réaction (2):



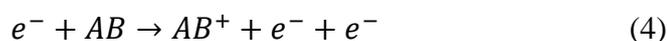
I.1.2.3. Ionisation par collisions

On a d'abord l'ionisation directe par impact électronique sur un atome ou une molécule à l'état fondamental ou excité (réactions 3 et 4). Un électron peut ioniser une particule neutre à condition qu'il ait une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation (seuil d'ionisation) de la particule neutre. Le seuil sera naturellement plus faible pour une ionisation par étape [11].

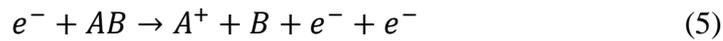
Ionisation directe sur un atome



Ionisation directe ou par étape si AB est dans un état excité



Ionisation dissociative



L'ionisation peut être également produite par les ions positifs, mais ce processus exige que la particule incidente ait un haut niveau énergétique de l'ordre de 100 à 200 eV.

I.2.Mécanisme de la décharge électrique

Les décharges sont interprétées sur la base de deux modèles [12] [13] :

- Le premier concerne les décharges à long rayon d'action faisant intervenir l'intervalle de décharge tout entier et notamment les effets secondaires à la cathode : c'est la décharge de Townsend ;
- Le deuxième modèle mis au point pour expliquer la rapidité des phénomènes concernant les décharges à court rayon d'action, faisant intervenir la situation locale : c'est la décharge par Streamers.

I.3.La décharge de Townsend et critère d'auto-entretien de la décharge

Comme nous venons de le voir, l'énergie cinétique d'un électron détermine sa capacité à exciter ou à dissocier les molécules du gaz plasmagène. L'énergie acquise par un électron placé entre deux électrodes dépend de son libre parcours moyen et du champ électrique auquel il est soumis. L'obtention d'un nombre d'électrons suffisant pour exciter le gaz de façon significative exige un mécanisme de multiplication. Si l'énergie d'un électron est supérieure à l'énergie d'ionisation d'une molécule, alors un choc inélastique est susceptible de libérer un électron par ionisation.

L'électron obtenu par ionisation est alors accéléré par le champ électrique et peut à son tour ioniser de nouvelles molécules.

Townsend a proposé en 1914 l'introduction d'un coefficient d'ionisation « α » appelé premier coefficient de Townsend en vue de traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation. Ce coefficient dépend du champ réduit $\langle E/N \rangle$ (avec N désignant la densité du gaz) et de « $1/\alpha$ » qui représente le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions ionisantes. L'apparition d'un électron primaire au niveau de la cathode se traduit par l'arrivée de « $\exp(\alpha \cdot d)$ » Électrons au niveau de l'anode. Ce processus est appelé «avalanche électronique».

$$I = I_0 \exp(\alpha \cdot d) \quad (I.1)$$

Avec:

I : Courant (A) ;

I_0 : Courant initial dû aux électrons primaires (A) ;

d : Distance inter électrodes (m) ;

α : Premier coefficient de Townsend (m^{-1}) ;

En dehors de ce mécanisme de multiplication des électrons proposé par Townsend, des électrons secondaires peuvent être émis par impact d'ions positifs « M^+ » sur la cathode ou par impact de photons émis par désexcitation radiative après impact électronique. La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par le critère d'auto-entretien de la décharge, où la condition d'apparition d'une décharge disruptive autonome (claquage) s'écrit [14] :

$$\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 1 \quad (I.2)$$

Avec :

γ : deuxième coefficient de Townsend.

Comme ce mécanisme est consommateur d'électrons, il est considéré comme compétitif du mécanisme d'ionisation. Pour prendre en compte ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité d'attachement d'électrons « η » :

$$I = I_0 \cdot \exp(\alpha - \eta) d \quad (I.3)$$

Le critère d'auto-entretien de la décharge s'écrit donc :

$$\gamma \cdot [\exp((\alpha - \eta)d) - 1] \quad (I.4)$$

Et par conséquence on a [15] :

- Si $\gamma \exp(\alpha \cdot d) < 1$: la décharge est dite non autonome car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieure est interrompu ;
- Si $\gamma \exp(\alpha \cdot d) = 1$: le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est un moyen juste suffisant à maintenir la décharge par bombardement de la cathode. La décharge est autonome, c'est-à-dire qu'elle peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production de charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage ;
- Si $\gamma \exp(\alpha \cdot d) > 1$: le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croît d'autant plus rapidement que « $\exp(\alpha \cdot d)$ » dépasse l'unité.

I.3.1.Limite de critère de Townsend

- ✓ Le mécanisme d'avalanche décrit par Townsend ne conserve sa validité que pour des valeurs de produits «p.d» inférieures à 200 torrs.cm. Au-delà, l'expérimentation montre qu'il se produit des phénomènes peu compatibles avec le mécanisme d'avalanche de Townsend [14] ;
- ✓ A partir de l'instant où le critère de Townsend est satisfait, un temps minimum est nécessaire pour que les mécanismes secondaires d'ionisation puissent apparaître. Il est imposé par le transit des ions positifs vers la cathode sous l'effet du champ électrique. Or, à des pressions voisines d'un bar, les temps mesurés sont de l'ordre du centième de ceux que nécessite le transit des ions positifs, en raison de leur fiabilité quand la pression augmente. A cet égard, le domaine de validité du modèle pourrait être étendu par l'intervention d'autres mécanismes tels le bombardement de la cathode par des photons émis au sein de l'avalanche primaire ;
- ✓ La densité du courant de décharge croît avec la pression, la faible mobilité des ions positifs crée alors une concentration de la charge d'espace qui modifie le champ appliqué initialement, et donc la valeur du coefficient «α». On peut alors réécrire le critère de Townsend sous la forme plus générale :

$$\gamma \cdot (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 1 \quad (I.5)$$

- ✓ On ne peut expliquer cependant que la constitution de la cathode, par l'intermédiaire du coefficient γ , n'ait plus d'influence sur la tension d'amorçage pour les grandes valeurs du produit «p.d». Cette indépendance est particulièrement évidente dans le cas de la décharge couronne près d'une pointe positive, mais elle est confirmée en champ homogène par l'observation du Streamer ou Dard se développant à partir de l'anode ou dans l'espace inter-électrodes.

I.4.Loi de Paschen

Paschen a établi une loi empirique de comportement des gaz, connue sous le nom de loi de Paschen. Cette dernière, 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.1) ; la relation s'écrit :

$$V_s = f(p \cdot d) \quad (I.6)$$

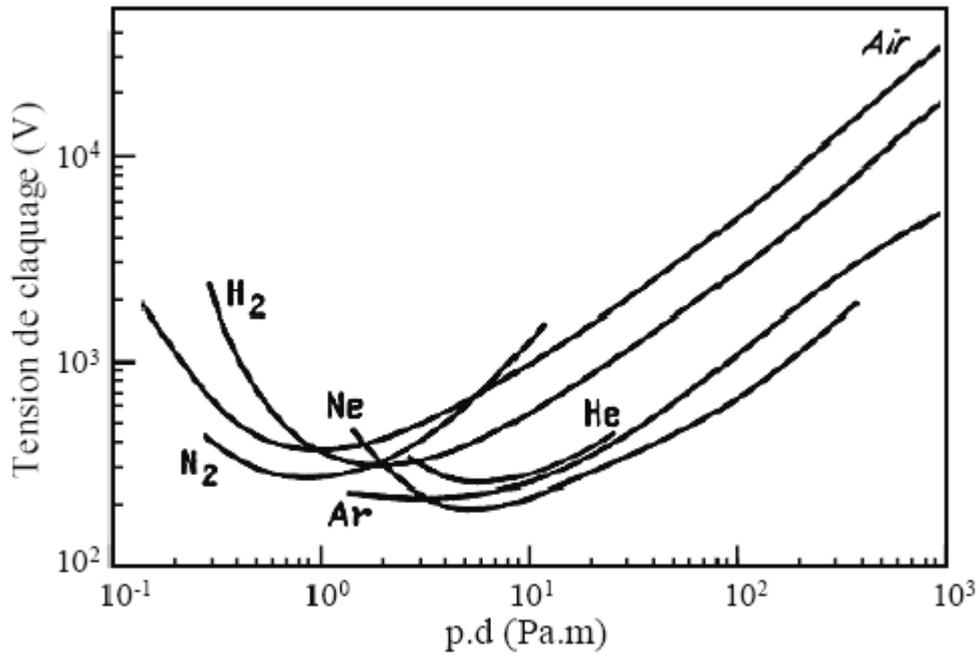


Figure I.1. Loi de Paschen pour différents gaz [6] [8] [14] [17] [18].

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 » équation (I.7) [14].

$$V = \frac{B.p.d}{\ln(A.p.d) - \ln(\ln(1 + \frac{1}{\gamma}))} \quad (I.7)$$

Les constantes A et B , qui dépendent du gaz, peuvent être déterminées à partir du premier coefficient d'ionisation « α ».

Avec :

$$\alpha = A \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{E}{p}\right) \quad (I.8)$$

Les travaux de Coliatene [8] montrent que la tension minimale (minimum de Paschen) d'initiation d'une décharge dans l'air en champ uniforme reste inchangée quelle que soit l'augmentation de la température. Cela signifie que ce minimum est «universel» [8].

I.5. Théorie de streamers

Dans un champ électrique suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est environ 100 fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires, l'avalanche conduit alors à la formation d'une structure dipolaire comme le montre la figure (I.2) :

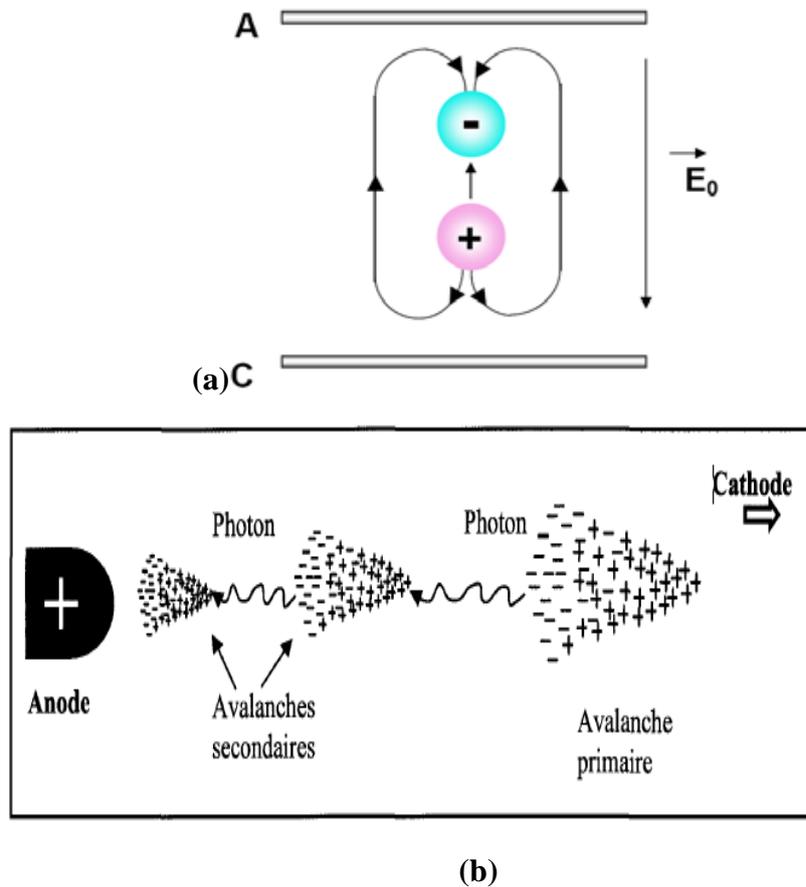
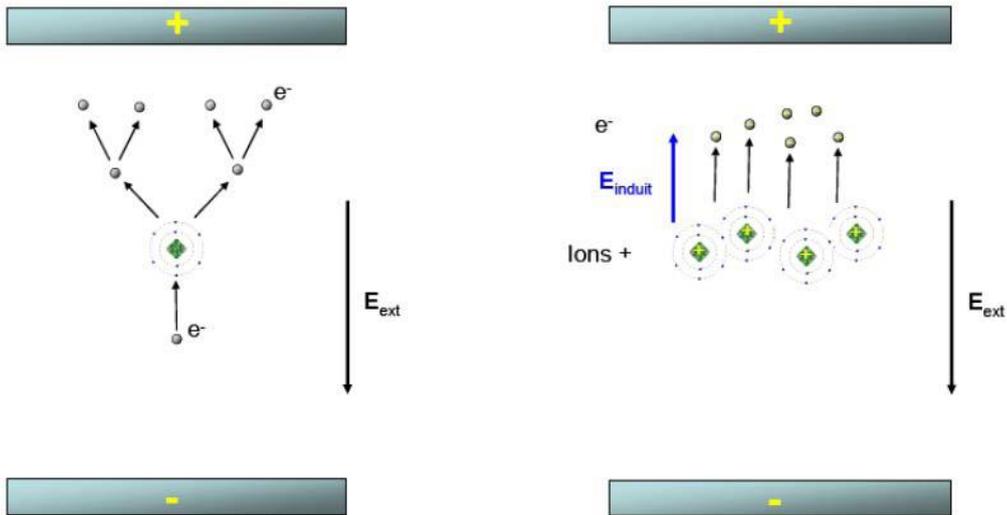


Figure I.2. Génération d'avalanches secondaires dans un processus de décharge positif (a) [19], (b) [20].

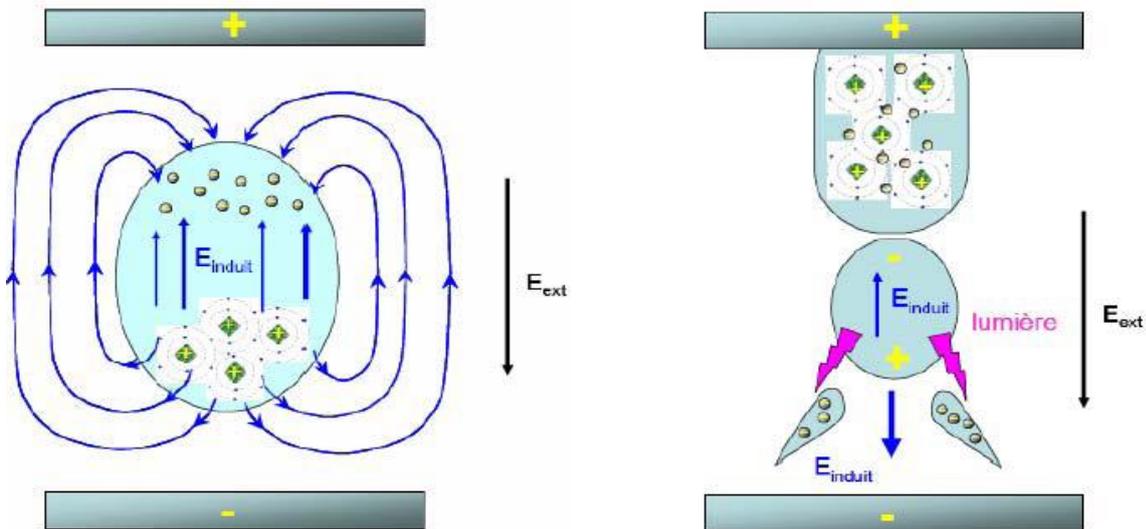
Par conséquent la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique «E» de structure dipolaire et s'opposant à la séparation qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur. Le champ résultant est alors plus faible que « E_0 » et acquiert une composante radiale entre les deux nuages de charges.

Le taux d'ionisation, croit avec le champ électrique et augmente à la tête de l'avalanche, tandis qu'il diminue à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi-neutre. Les processus d'évolution des streamers sont représentés sur la figure (I.3).



1. Avalanche électronique

2. Les électrons sont plus mobiles que les ions



3. Le champ créé par la zone de séparation de charge est égal au champ extérieur

4. Le champ induit renforce les avalanches en amont. La photo ionisation ensemence en électrons

Figure I.3. Étapes successives du développement d'un Streamer [18] [21].

Si le Streamer ainsi formé se dirige vers la cathode, il est dit cathode-directe ou positif. Dans le cas contraire, on parle d'anode-directe Streamer.

Ainsi, le processus de transformation de l'avalanche primaire en Streamer est fondamental dans le claquage et constitue encore un sujet de recherche actuel. Si l'on considère le cas d'une cathode-directe Streamer, lorsque l'avalanche a atteint l'anode, les électrons commencent à plonger dans le métal de l'électrode. Les ions positifs forment une charge

d'espace importante qui renforce l'effet du champ résultant. On émet alors l'hypothèse d'un mécanisme prédominant résidant dans la photo-ionisation par des photons énergétiques produits par l'avalanche avec des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment. Ces nouvelles avalanches rejoignent l'avalanche primaire pour former un plasma quasi-neutre de plus grande étendue dans la direction de la cathode. Un canal de plasma neutre reliant les électrodes s'est formé, se comportant électro-statiquement comme un fil métallique, ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique entre les électrodes par la polarisation du conducteur. Les avalanches secondaires dues à la photo-ionisation sont attirées par le canal, ce qui limite sa croissance. Ainsi la formation du Streamer est possible lorsque le champ «E» dû à la charge d'espace est plus important que le champ extérieur, afin que les avalanches secondaires se dirigent vers l'avalanche primaire.

On en déduit un critère de formation s'écrivant :

$$E' = \frac{e}{R^2} \exp(\alpha \cdot d) \quad (I.9)$$

Où :

e : Charge élémentaire de l'électron ;

R : Rayon de la tête de l'avalanche.

I.6.Critères de Meek et Reather

La taille critique de l'avalanche qui donne naissance au Steamer est définie par plusieurs critères. 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 « E_g » [18].

$$E_c = kE_g \quad (K \cong 1) \quad (I.10)$$

Critère de Reather : l'avalanche peut se transformer en Streamer si le nombre de charges de l'avalanche principale atteint $\alpha = 10^8$ à 10^{10} électrons. Ce critère s'écrit simplement dans le cas du champ non uniforme :

$$\int (\alpha - \eta) dx = \log n_e \quad (I.11)$$

Avec :

x : représente la distance critique;

n_e : Le nombre critique d'électrons produits par l'avalanche (en général, ce nombre est de l'ordre de 10^8).

Le processus d'avalanche a été étudié par Townsend en 1914. Quand la tension atteint la valeur seuil, les électrons présents peuvent, au moins dans une partie de l'espace inter-électrode, acquérir dans le champ assez d'énergie pour ioniser le gaz. On est alors, devant un processus d'avalanche qui entraîne une augmentation rapide du courant.

Les Streamers sont déclenchés par une avalanche électronique dont l'origine est un électron providentiel parti d'une zone intermédiaire où le champ est assez fort. Quand les diverses ramifications du Streamer atteignent une zone de champ faible, leur progression s'arrête.

I.7. Décharge couronne

Toutes les décharges pré-disruptives apparaissant sous la forme de lueurs diverses qui prennent naissance au voisinage d'une électrode à faible rayon de courbure ou dans un champ non uniforme se qualifient de décharges couronne [21]. La décharge couronne est liée à l'apparition de l'avalanche électronique qui se développe dans un intervalle gazeux séparant deux électrodes asymétriques soumises à un champ électrique hétérogène à des pressions de quelques torr à quelques atmosphères. La décharge couronne se manifeste dans les conditions naturelles. Elle apparaît lorsque la valeur maximale du champ électrique atteint celle du champ d'ionisation du gaz «air» et se manifeste sur toute la gamme de fréquences de la tension. La décharge couronne se caractérise par des phénomènes de nature optique, acoustique et électrique [20].

L'étude de ce phénomène est basée expérimentalement sur la configuration pointe-plan sous tension continue. Cependant la bonne compréhension des phénomènes agissant dans cette configuration permet la maîtrise des phénomènes apparaissant dans les autres géométries d'électrodes. L'avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique, par contre la difficulté principale rencontrée avec ce type de décharge est la transition à l'arc [5].

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement les caractéristiques et le mécanisme de la décharge couronne en géométrie pointe-plan.

1.7.1. Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)

La figure (I.4) décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes régissant la décharge couronne [7] [8] [12] [16] [22] [23] [24] [25].

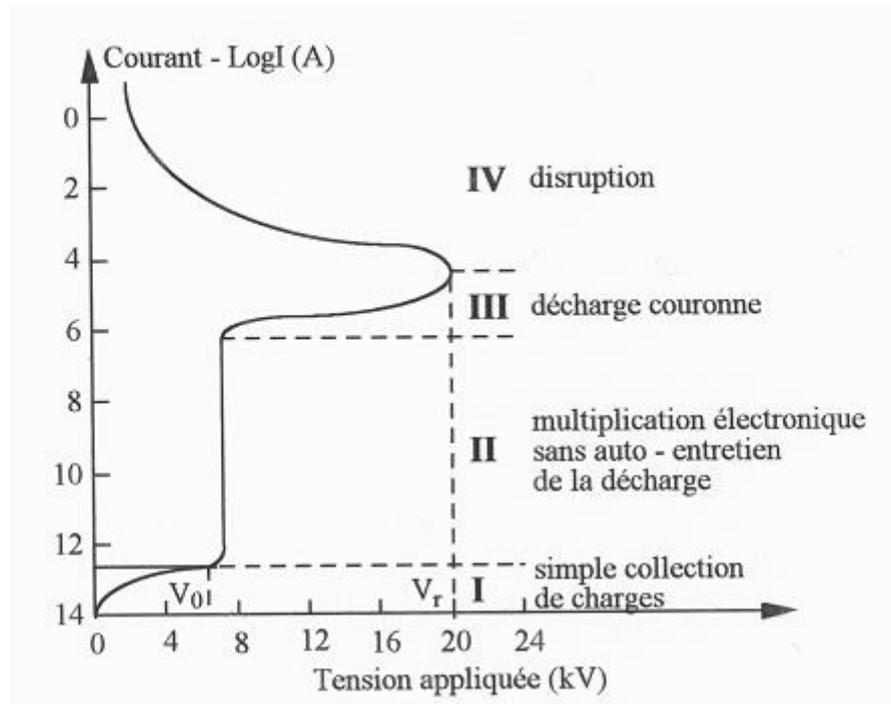


Figure I.4. Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique [15] [16] [26] [27].

- Le premier régime : consiste en la collecte des espèces chargées présentes naturellement dans le milieu. Ces espèces sont produites par l'impact de rayons cosmiques ou de particules issues de la désintégration spontanée de certains atomes (radioactivité naturelle) sur le gaz présent dans l'espace inter électrodes ;
- Le second régime : qui se produit à partir d'une tension seuil « V_0 », traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge, la décharge est qualifiée de non autonome car elle dépend de processus d'ionisation externes pour donner naissance aux électrons germes. Le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée ;
- Le troisième régime : l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes d'ionisation extérieurs : la décharge est autoentretenu.

C'est le régime de la décharge couronne, où apparaissent les Dards, appelés aussi Streamers, qui est responsable de la composante impulsionnelle du courant ;

- Le quatrième régime : au-delà d'une tension appliquée « V_r », la température du canal augmente fortement, ce qui provoque la dilatation brutale du gaz. Le champ réduit $\langle E/N \rangle$ est alors suffisamment important pour que les phénomènes d'ionisation deviennent majoritaires par rapport à l'attachement électronique.

Le régime d'arc est atteint, le milieu passe à l'état de plasma thermique.

I.7.2. Distribution du champ électrique sur un système pointe-plan et topographie de la décharge couronne

La dissymétrie des électrodes entraîne la non-homogénéité du champ électrique. Parmi les configurations les plus étudiées, nous retrouvons les configurations pointe-plan. La distribution spatiale du champ électrique est donnée en géométrie pointe hyperbolique-plan (figure I.5).

On utilise généralement une configuration d'électrodes pointe-plan pour imposer le sens de propagation au canal de pré-décharge, qui précède le court-circuit [28]. La figure suivante représente la configuration pointe-plan.

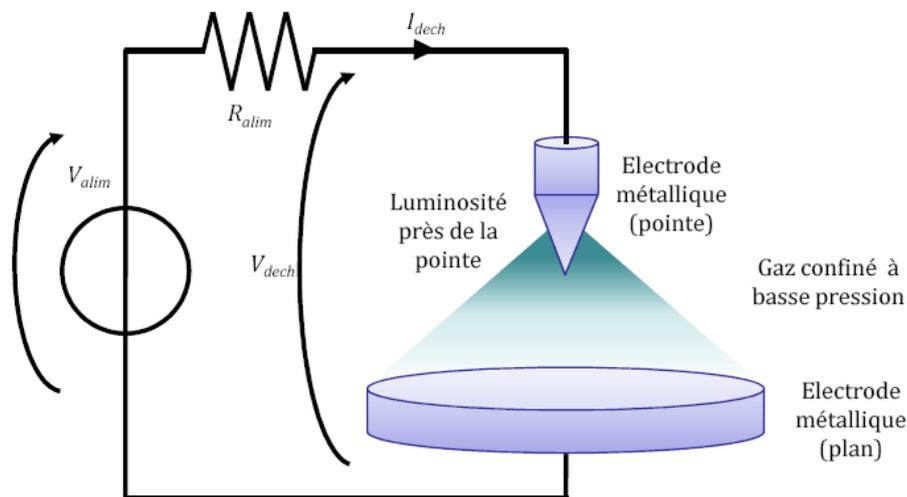


Figure I.5. Système de configuration pointe-plan [29].

En l'absence de charge d'espace, Hartmann(1977) a établi une expression du champ électrique E en fonction du potentiel appliqué à la pointe le long de l'axe de symétrie x , équation (I.12) [8] [16] [24] [30] :

$$E(x) = \frac{V}{(x+r/2)\ln(2d+r/r)} \quad (\text{I.12})$$

Avec :

V : Tension appliqué [V] ;

r: Rayon de courbure de la pointe [m] ;

d: La distance inter-électrodes [m] ;

x_p : La distance à la pointe sur l'axe pointe-plan [m].

Dans une configuration fil-plaque, Lacoste et al ont réduit l'expression du champ électrique $E(x)$ [22] [33].

$$E(x) = E_i \frac{r}{x} \quad (\text{I.13})$$

Avec E_i , le champ électrique à la surface du fil que l'on peut déterminer par la formule empirique de Peek (157 kV/cm).

Pour une configuration pointe-plan Lama et Gallo ont proposé une expression du champ géométrique $\frac{E}{N}$ qui est donnée par l'équation (I.14) [31].

$$E(x) = \frac{E_{max} \cdot d \cdot r}{d \cdot r + 2 \cdot x - x^2} \quad (\text{I.14})$$

Où :

$$E_{max} = \frac{2 \cdot V}{r \ln\left(\frac{4 \cdot d}{r}\right)} \quad (\text{I.15})$$

La figure (I.6) tirée des travaux de Yousfi et Kanzari, montre la variation du champ électrique réduit $\frac{E}{N}$, (N représente la densité des particules). Cette figure a été obtenue à partir de l'équation (I.14). On constate que le champ décroît brutalement dès que l'on s'éloigne de la pointe.

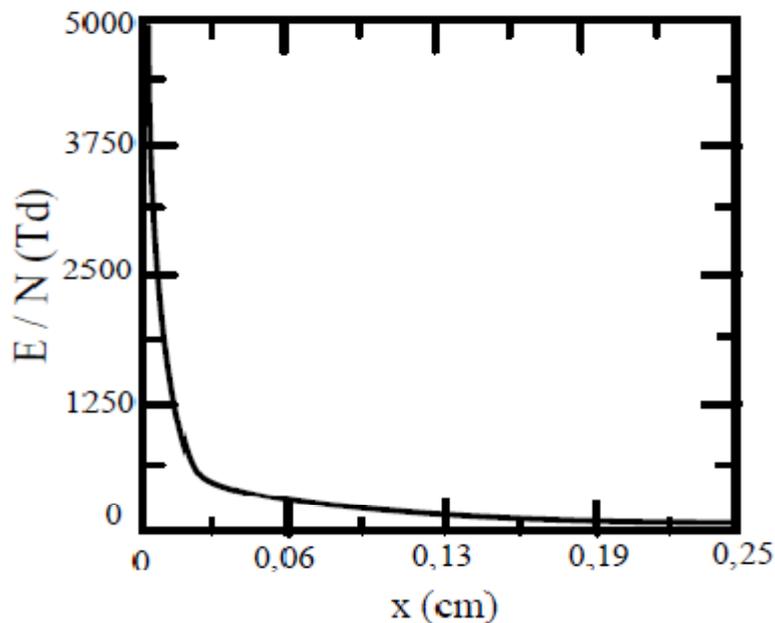


Figure I.6. Variation du champ électrique réduit en configuration pointe-plan. Distance inter-électrodes : 2,5mm ; rayon de courbure de la pointe : 10 μ m. Potentiel appliqué à la pointe : 22 kV [31].

Dans le cas d'une géométrie pointe-plan (figure I.7), le champ intense qui règne à proximité de l'électrode active permet l'ionisation du gaz. Les ions présents dans cette zone peuvent être positifs ou négatifs. Au-delà de cette région se trouve une zone de dérive ionique où le champ électrique est trop faible pour permettre les réactions d'ionisation. Des ions négatifs sont alors formés par attachement électronique.

Ils sont ensuite entraînés le long des lignes du champ et réagissent avec les molécules rencontrées. La zone de dérive ionique, électriquement passive, est le siège d'une intense activité physico-chimique (dispersion des espèces par le vent électrique). La consommation d'électrons par attachement électronique est égale à leur libération par impact électronique, les coefficients « α » et « η » sont alors égaux. La surface $\alpha' = \alpha - \eta = 0$ est la limite entre les zones d'ionisation et de dérive ionique [17].

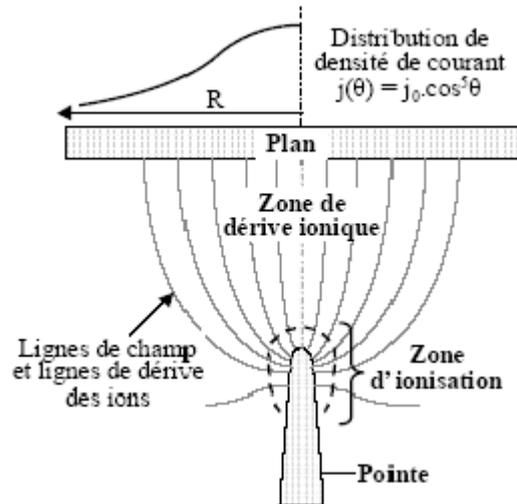


Figure I.7. Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan [5] [16].

I.7.3. Seuil d'apparition de la décharge couronne

Pour évaluer le seuil de l'effet couronne à la surface de l'anode, Peek, en s'inspirant de la théorie de Townsend proposée en 1920, a suggéré pour la première fois une loi empirique établie en géométrie cylindrique dans l'air ambiant, et en tension alternative. Cette équation est appelée depuis la loi de Peek.

$$E_c = E_{01} \cdot \delta \cdot m_1 m_2 \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta} \cdot r_c}\right) \quad (I.16)$$

Avec :

$E_{01} = 30 \text{ kV/cm}$: Valeur de crête du champ électrique en conditions normales ;

r_c : Rayon du conducteur en cm ;

m_1 : Coefficient qui tient compte de l'état de surface du conducteur (l'irrégularité géométrique du conducteur) ;

m_2 : Coefficient qui prend en considération l'influence de la pollution des conducteurs souvent le produit ($m_1 \cdot m_2$) est remplacé par un seul coefficient : « m » ;

δ : Densité de l'air.

$$\delta = \frac{p}{p_0} \frac{273 + t_0}{273 + t} \quad (I.17)$$

Le terme « $1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta} \cdot r}$ » : est appelé correction de Peek, il tient compte du fait que plus le rayon du conducteur est petit plus il est difficile d'ioniser loin de ce conducteur.

Cette difficulté d'ioniser est due au fait que le champ électrique décroît très rapidement en s'éloignant du conducteur (figure I.5) [29]. Depuis de nombreuses formules empiriques et semi-empiriques du champ seuil de l'effet couronne ont été établies par divers auteurs. Dans tous les cas, l'expression du seuil « E_s » est donnée sous la forme générale suivante [12].

$$E_s = f \left(1 + \frac{G}{R_0 B} \right) \quad (I.18)$$

Avec :

E_s : Champ seuil d'apparition de la décharge ;

G, B, f : Des constantes qui diffèrent d'un auteur à l'autre, elles dépendent de la géométrie de l'électrode et de la densité du gaz ;

R_0 : Rayon du conducteur de l'électrode active.

Récemment, des études approfondies et des mesures expérimentales très précises ont été réalisées sur le seuil d'apparition de la décharge couronne. Ces auteurs ont proposé un modèle physico-mathématique qui généralise la loi de Peek. Ce modèle repose d'une part sur la notion de la longueur de l'avalanche « L_c » définie pour la première fois par Nasser et al [33], et de l'autre sur un critère qui a été proposé à l'origine par Meek et amélioré ultérieurement par Hartmann. Ce dernier suppose qu'à la tête de l'avalanche les électrons ne peuvent se multiplier en raison des champs « E_s » à la surface de l'anode et « E_p », dû à la charge d'espace en tête de l'avalanche, qui s'opposent. La somme algébrique est donc égale au champ critique du minimum d'ionisation « E_c » correspondant à « $\alpha - \eta = 0$ » [12].

$$E_c = E_s + E_p \quad (I.19)$$

L'expression du champ seuil à la surface de l'anode est :

$$E_s = E_c \left(1 + \frac{L_c}{R_0} \right) \quad (I.20)$$

E_c : calculé en fonction de la pression, de la température et de l'humidité absolue « H_a » est donné par l'expression suivante [32] :

$$E_c = E_c(1,0) \cdot \delta \cdot (1 + \alpha \cdot \sqrt{H_a}) \quad (I.21)$$

I.7.4. Effet de la polarité sur le processus de développement de la décharge couronne

La décharge couronne peut être positive ou négative selon la polarité de l'électrode de faible rayon de courbure [33]. Si elle est positive, on parle d'une décharge couronne positive, sinon, d'une décharge couronne négative. Du fait de la différence de masse entre les électrons (négatifs) et les ions (positifs), la physique de ces deux types de décharge couronne est radicalement différente. La décharge couronne négative se produit beaucoup plus qu'une

décharge couronne positive par contre la décharge complète intervient à des tensions plus faibles en polarité positive qu'en polarité négative [12] [34].

1.7.4.1. Décharges pointe positive-plan

Dans le modèle proposé par Townsend, un électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. Il subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe. Après leur collecte par l'anode, ils laissent dans leur sillage des cations qui forment une zone de charges d'espace positive. Celle-ci modifie localement le champ électrique, prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter électrodes.

La photo-ionisation a lieu suffisamment près de la charge d'espace afin de bénéficier d'un champ électrique local important. Ces électrons sont à leur tour accélérés par le champ électrique et engendrent des avalanches secondaires provoquant la propagation du Streamer.

Selon J. Braithwaite, le Streamer dont le diamètre mesure environ 20 μm , se propage à une vitesse de 10^5 à 10^6 m/s [35]. La densité électronique en tête de Streamer atteint 10^{15} à 10^{16} électrons par cm^3 et l'énergie moyenne des électrons y est d'environ 15 eV. La température est de l'ordre de 300 à 350 K et l'amplitude de l'impulsion de courant due à l'arrivée des électrons sur le plan peut atteindre quelques centaines de milliampères.

La décharge positive présente un grand intérêt dans la mesure où elle constitue la contrainte la plus sévère pour un intervalle du point de vue isolation. Les décharges négatives sont en effet de structure très complexe. Il faut pratiquement une tension deux à trois fois plus forte que dans le cas de la décharge positive pour obtenir l'amorçage [36].

1.7.4.2. Décharges pointe négative-plan

Dans le cas d'une pointe alimentée par une tension négative (pointe cathodique), l'apparition d'un électron germe à proximité de la pointe peut provoquer une avalanche électronique qui se développe en champ divergent. La cathode accélère alors les ions positifs qui la percutent et lui arrachent des électrons secondaires. La charge d'espace positive domine dans la zone d'ionisation tandis que la zone de dérive ionique possède une charge d'espace négative, faible ou forte suivant l'importance des processus d'attachement électronique [35]. Au-delà d'une tension supérieure à un seuil V_s , le courant circule en impulsions très régulières (Trichel). La fréquence de l'impulsion augmente avec la tension appliquée.

1.7.5. Les facteurs influençant la décharge couronne

Plusieurs facteurs peuvent influencer le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne [12], on distingue trois facteurs essentiels :

- Facteurs géométriques ;
- Facteurs physico-chimiques ;
- Facteurs électriques.

1.7.5.1. Facteurs géométriques

a) Rayon de courbure

L'augmentation du rayon de courbure augmente la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

b) Distance inter-électrodes

L'influence de la distance inter-électrodes sur les paramètres de la décharge est montrée sur la figure (I.8).

Il apparaît clairement que le courant est plus important et croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances inter-électrodes. De plus, les seuils de décharge couronne apparaissent pour de faibles valeurs de tension dans le cas des distances inter-électrodes petites [37].

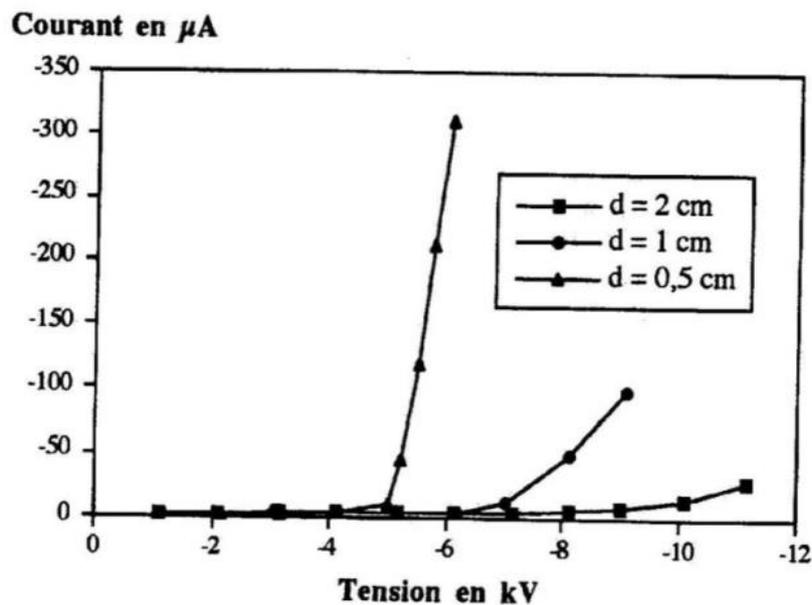


Figure I.8. Influence de la distance inter-électrodes sur le courant de la décharge couronne [37].

c) La nature des électrodes

La caractéristique courant-tension est représentée selon la nature des électrodes (Cuivre, aluminium, et acier) sur la figure (I.9).

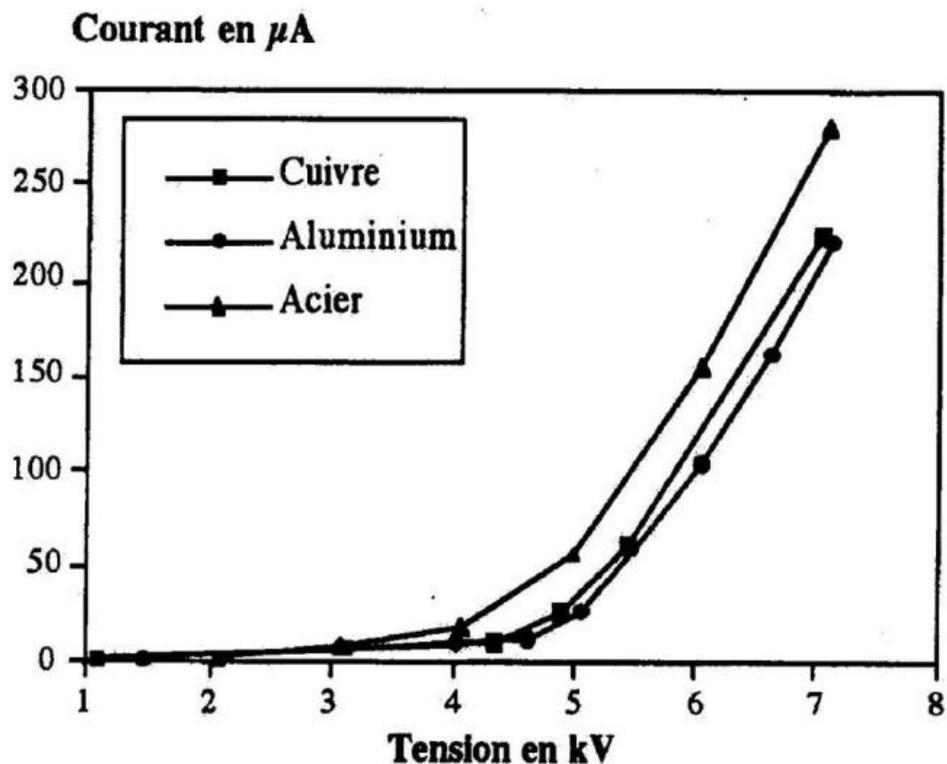


Figure I.9. Caractéristique courant-tension selon la nature des électrodes ($d=0.5\text{cm}$, $\varnothing=125\mu\text{m}$, et $H_r=5\%$) [37].

La nature des électrodes et la tension appliquée influent sur la mobilité ionique.

1.7.5.2. Les facteurs physico-chimiques

a) La température

Avec l'augmentation de la température, à la pression normale, la rigidité diélectrique de l'air diminue, ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen augmente [13]. Par contre si l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la pression, ceci influe donc sur le produit «p.d» [38].

b) L'humidité

L'influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'air est très importante surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme. Ce phénomène serait lié d'une part à l'accroissement de l'attachement des électrons libres, du fait de la présence de vapeur d'eau dans l'air (grande électronégativité) et d'autre part à la plus grande absorption des photons en tête des Streamers, dans la région où se produisent les avalanches secondaires par photo-ionisation [39]. Le seuil d'apparition de la décharge couronne survient à des tensions toujours plus basses pour 90% que pour 5% d'humidité relative [37]. Cette différence pourrait s'expliquer par

l'augmentation de la conductivité de l'air lorsque l'humidité relative de la cellule de décharge augmente.

1.7.5.3. Facteurs électriques

L'effet couronne diffère selon qu'on applique à un système d'électrodes une tension continue ou alternative.

Les différents modes d'émission de charges qui ont été décrits en tension continue sont observés également en tension alternative, la seule différence est que l'effet couronne en tension alternative implique que la concentration des émissions de charges correspond à la crête de la sinusoïde du courant, tandis qu'en continu l'émission de charges est permanente.

1.7.5.4. Effets chimiques

Nous assistons, suivant la polarité de la décharge, à la naissance de certaines espèces chimiques dérivées du gaz ambiant, par exemple dans le cas de l'air, à la naissance d'autres d'oxydes d'azote (NO, NO₂), de radicaux (HO) et (H₂O) ainsi que l'ozone (O₃) qui est un gaz instable, pouvant dégrader beaucoup de matières.

1.7.6. Applications industrielles de la décharge couronne

1.7.6.1. PARATONNERRE

L'effet couronne augmente la conductivité de l'air autour de la pointe ; le canal de la foudre qui opte pour le chemin le moins résistant est capté par le paratonnerre.

1.7.6.2. NEUTRALISATION

La surface de l'avion se charge par frottement avec l'air. Les charges créées par effet couronne produit par des flèches disposées sur les ailes de l'avion éliminent par neutralisation les charges surfaciques.

1.7.6.3. FILTRE ELECTROSTATIQUE

Le fil central produit par effet couronne des charges électriques négatives. Les grains de poussière qui se chargent négativement sont attirés et captés par le cylindre qui les empêche de ressortir. Le cylindre joue le rôle d'un filtre de poussières, lequel une fois saturé sera remplacé par un nouveau filtre.

1.7.6.4. SEPARATEUR ELECTROSTATIQUE

Un mélange de particules granuleuses acquiert des charges électriques créées par effet couronne grâce à une électrode à pointes reliée à une source de haute tension négative.

Ces particules se comportent différemment selon qu'elles sont isolantes ou métalliques et tombent dans des endroits différents.

1.7.6. GENERATION D'OZONE

A cause de sa courte durée de vie, l'ozone est toujours généré sur site grâce à un générateur d'ozone.

A l'échelle industrielle, l'ozone est produit en utilisant des radiations ultraviolettes de courtes longueurs d'ondes émises par une lampe à vapeur de mercure, ou par le procédé de décharge à froid ou décharge couronne qui utilise un champ électrique élevé. La génération d'ozone par décharge corona est plus courante de nos jours et a plus d'avantages.

Les avantages de la méthode de décharge corona sont une plus grande durabilité de l'unité, une meilleure production d'ozone et un meilleur rapport coût/efficacité.

I.8. Conclusion

La décharge couronne a trouvé son importance dans pas mal de domaines d'applications, le chargement des surfaces d'isolants en électricité par décharge couronne est le moyen le plus simple et fiable, elle nous permet le contrôle de dépôt de charges. Elle sera utilisée dans notre partie expérimentale. Ainsi, on a défini Dans ce chapitre les phénomènes physiques caractérisant la décharge électrique, à savoir le facteur moteur de l'ionisation, les collisions (élastique et inélastique); la théorie de Townsend et son critère de claquage pour de faibles et moyennes pressions (inférieur à 200 torrs), la théorie de streamer, et quelques facteurs influençant la décharge couronne.

LES ISOLANTS SOLIDES ET QUELQUES PROPRIETES DIELECTRIQUES

II .1. Polymères

Le mot "polymère" vient du grec "polus" plusieurs, et "meros" partie. Il désigne communément une famille, toujours plus nombreuse, de produits constitués de macromolécules caractérisées par la répétition du même groupe diatomé appelé motif constitutif (ou monomère, du grec monos : un seul ou une seule, et meros : partie). Ce dernier diffère d'un polymère à l'autre et détermine en grande partie les propriétés physiques et thermomécaniques du produit fini (après sa mise en œuvre). Si l'unité de base d'un polymère est constituée d'un seul type de monomère, le matériau est dit homopolymère. Dans l'autre cas, le matériau est un copolymère. Il existe différents types de polymères caractérisés par des propriétés différentes : certains sont utilisés pour leurs propriétés élastiques, thermiques ou encore électriques. Hormis les applications électriques, nous pouvons citer leur utilisation dans les emballages, les fibres textiles, la peinture, les adhésifs, les cosmétiques, les pneumatiques, etc. Un polymère peut être d'origine naturelle (c'est-à-dire trouvés en l'état dans la nature), ou obtenu par modification chimique d'un polymère naturel (polymères artificiels ou régénérés), ou bien entièrement fabriqués par l'homme à partir de petites molécules réactives, appelées monomères (polymères synthétiques). La plupart des polymères utilisés aujourd'hui sont d'origine synthétique. Les macromolécules synthétiques sont obtenues par polymérisation du monomère. Les réactions de polymérisation, établissant des liaisons covalentes entre de petites molécules monomères, conduisent à la formation de macromolécules ayant une structure tridimensionnelle [40]. Parmi ces différents types de polymères organiques, on peut trouver des polymères polaires et d'autres non polaires.

II.1.1. Polymères organiques polaires

Les polymères organiques polaires sont composés diatomées possédant des électronégativités différentes tels que le fluor, l'oxygène, l'azote, le chlore, ce qui favorise la distribution des charges asymétriques. Les polymères polaires ont donc des hautes valeurs de pertes diélectriques et leur, constante diélectrique, va être dépendante de la fréquence. Parmi ces polymères, on trouve le poly (chlorure de vinyle) PVC et le poly (méthacrylate de méthyle) PMMA.

II.1.2. Polymères organiques apolaires

Un polymère organique apolaire ou à faible indice de pertes diélectriques est caractérisé par une liaison entre ses molécules de type covalent (C-C). Par définition, les polymères à faibles pertes possèdent, une constante diélectrique, indépendante de la fréquence. Parmi ces polymères, on trouve le polypropylène (PP) et le polyéthylène (PE).

II.2. Les polypropylènes (PP)

Les polypropylènes sont des polymères qui appartiennent à la famille des polyoléfines. Ces structures sont totalement composées de carbone et d'hydrogène ; sur un carbone sur deux de la chaîne principale, il y a un groupe méthyle attaché. Les polyoléfines comprennent plusieurs familles importantes de polymères : le polyéthylène (PE) (de basse densité (LDPE) ou de haute densité (HDPE)) et tous leurs copolymères [41]. Comme leur structure est totalement construite avec des hydrocarbonés, leur surface est apolaire, ce qui fait que ces polymères ne peuvent pas être utilisés dans le domaine de l'adhésion sans un traitement. Les polypropylènes sont des thermoplastiques ayant des champs d'applications très larges. Découvert en 1954, ils occupent aujourd'hui une grande part de notre vie matérielle quotidienne. Ils trouvent leurs applications dans de nombreux domaines industriels notamment dans les emballages alimentaires et pharmaceutiques ainsi que dans les équipements automobiles, particulièrement les pare-chocs. Les polypropylènes sont obtenus par polymérisation du propylène dont le groupement additionnel R est un groupement méthyle et l'unité monomère $\text{CH}_2=\text{CH}-\text{CH}_3$ (figure II.1) [42].

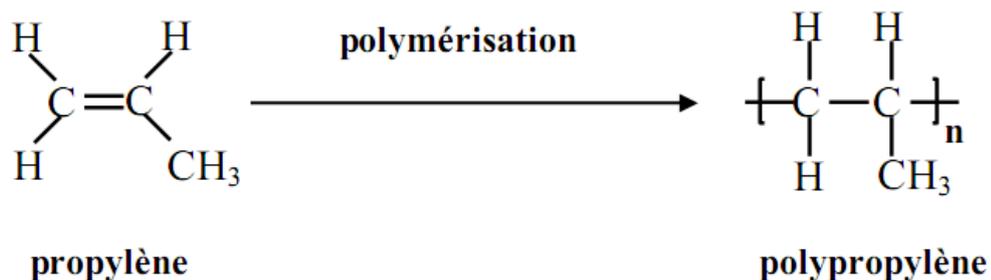
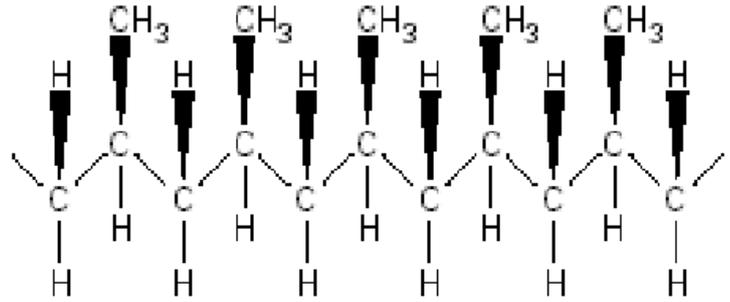


Figure II.1. Structure générale du polypropylène [75]

Suivant que les groupes méthyles ($-\text{CH}_3$) sont ordonnés ou non le long de la chaîne du polymère, le PP peut avoir trois structures différentes [42] :

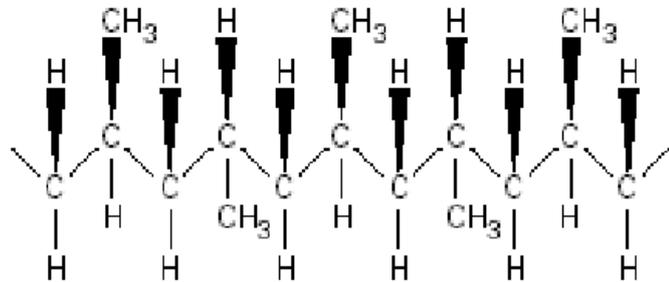
- Un polymère isotactique (semi-cristallin) : tous les groupes méthyles sont situés toujours du même côté du plan formé par les atomes de carbone ;

PP isotactique



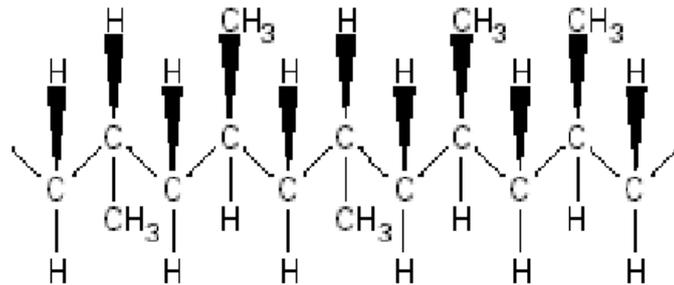
- Un polymère syndiotactique : les groupes méthyles sont alternés par rapport au plan formé par les atomes de carbone ;

PP syndiotactique



- Un polymère atactique (amorphe): la position des groupes méthyles est aléatoire par rapport au plan formé par les atomes de Carbone.

PP atactique



Le polypropylène est un polymère non polaire, de faible Energie superficielle (la composante polaire de l'énergie de surface est inférieure à $2^{mJ}/m^2$) [43]. C'est un très bon isolant électrique quelle que soit sa cristallinité [42]. Cette dernière dépend fortement de sa tacticité. Le polypropylène supporte relativement bien les températures élevées ($T_f = 160-180^\circ C$) mais il est sensible au froid et il se rigidifie en dessous de sa température de transition vitreuse $T_g (-20^\circ C)$ [44]. Son indice optique est de 1.47 et sa densité varie entre 0.85 et $0.94 \text{ g}/\text{cm}^3$ suivant la cristallinité. Les propriétés du polypropylène dépendent de leur cristallinité, de leur masse

moléculaire, de leur distribution moléculaire ainsi que de leur composition chimique [42]. Ses principales propriétés sont :

- bonne rigidité et dureté ;
- grande résistance à la déformation à chaud ;
- bonne inertie chimique (peu de réactivité) ;
- faible perméabilité à la vapeur d'eau ;
- faible densité d'où un bas coût volumique ;
- mise en œuvre aisée ;
- transparence possible.

Voici un tableau qui représente quelques valeurs des propriétés de polypropylène :

Tableau II.1. Quelques valeurs diélectriques de polypropylène à 20°C et 50Hz [45]

Permittivité à 20°C et 50 Hz	2,1 à 2,7
Facteur de pertes diélectriques à 20°C et 50 Hz	0,0001 à 0,0005
Rigidité diélectrique à 20°C (M/V)	50 à 95
Résistivité transversale ($\Omega \cdot cm$)	10^{15} à 10^{17}
Absorption d'eau en pourcentage par 24heure de temps d'immersion	< 0,5
Masse volumique (Kg/m^3).	904

II.3. Matériaux isolants fibreux

Les matériaux fibreux font aujourd'hui l'objet de nombreux développements technologiques. Un média non tissé se présente sous la forme d'une nappe ou d'un voile de fibres enchevêtrées de façon pseudo-aléatoire et dont la cohésion provient du processus de fabrication. La cohésion d'un voile plus ou moins épais est assurée par des liaisons interfibreuses de types chimiques, physiques, voire mécaniques. Les fibres utilisées dans la fabrication des médias non-tissés sont soit naturelles, soit chimiques (synthétiques ou artificielles). Le schéma

de la figure II.2 illustre la classification des différentes matières utilisées pour la formation des fibres [46] [47].

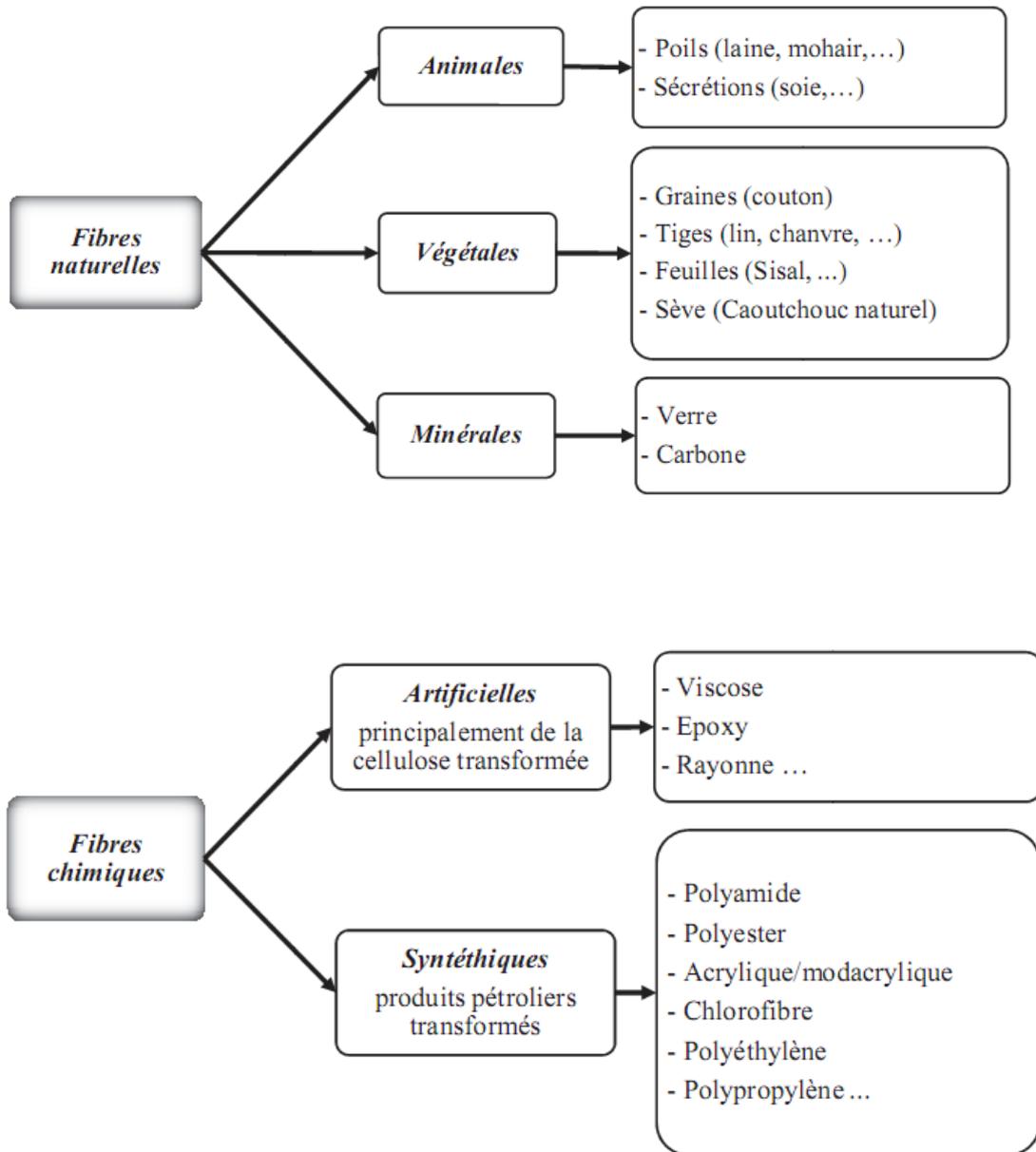


Figure II.2. Classification des différentes matières utilisées pour la fabrication des fibres [45]

Les matériaux isolants fibreux non tissés sont souvent constitués de fibres de polymères. Des adjuvants confèrent aux produits certaines caractéristiques spécifiques ou facilitent la production. Les fibres de verre sont caractérisées par une haute résistance mécanique, tandis que les fibres de céramique et de carbone sont utilisées pour des applications spéciales à très haute température [48].

Le titrage d'une fibre indique sa grosseur, il établit le rapport qui existe entre le poids et la longueur de cette fibre. L'unité internationale la plus utilisée est le tex, qui désigne le poids de la fibre en milligrammes par un mètre de longueur (10^{-6} kg/m).

Les médias non tissés possèdent un énorme potentiel d'applications dans l'industrie automobile et aéronautique. Ils sont aussi utilisés pour diverses applications d'isolation et de protection dans l'industrie électrique (séparateurs de batterie, enrobage des câbles) ainsi que dans le domaine médical [48] [49].

II.3.1. Techniques de fabrication des médias fibreux non tissés

Les technologies pour la production de textiles sont parmi les plus anciennes développées et utilisées par l'humanité, pour répondre aux besoins fondamentaux tels que la protection contre le froid et la chaleur. Actuellement la fabrication des médias non tissés est devenue une industrie à part entière, elle répond à un marché réel et émergent.

Plusieurs études assez récentes ont été focalisées sur les processus de formation et de transformation de fibres [50]. Des progrès significatifs ont été accomplis dans le domaine de la fabrication des nano-fibres tout au long de ces dernières années. L'électro-filage (Electrospun) est un procédé électrostatique par lequel des nano-fibres de polymères, ayant un diamètre inférieur à 100 nm et des kilomètres de longueur peuvent être réalisées [49] [51] [52].

Les méthodes industrielles de fabrication des médias non-tissés permettent d'obtenir des produits finis en s'affranchissant d'une grande partie de la chaîne de production traditionnelle. En effet, on part directement de la fibre pour obtenir le produit fini. Ainsi, la fabrication d'un média non-tissé comprend trois étapes principales à savoir la formation du voile, sa consolidation et sa finition.

Étape 1 : Formation du voile

L'industrie des matériaux fibreux utilise principalement quatre procédés de base pour la formation du voile et la fabrication des produits non tissés [46] [48] [49] [53] [54].

Tableau II.2. Méthodes de formation de voiles pour un non-tissé [45]

<i>Méthode</i>	<i>Nature des fibres</i>	<i>Principe de formation de voiles</i>
<i>Voie sèche</i>	Fibres naturelles ou synthétiques (PP, Viscose, PET, PA).	<p>1) Le procédé mécanique, appelé le cardage (Drylaid carded), consiste à réaliser une nappe par des fibres déposées sur un tapis de formation puis cardées pour former un voile. Suivant la conception de la carde, les fibres sont parallèles ou distribuées au hasard.</p> <p>2) Le procédé aérodynamique (Airlaid) consiste à véhiculer et à disperser des fibres dans un flux d'air. Les fibres passent à travers des systèmes de distribution pour former un voile sur une toile transporteuse. Les fibres sont plus courtes.</p>
<i>Voie fondue (Spunlaid process)</i>	Résine polymère. Le polypropylène (PP) est le plus utilisé.	<p>1) Le procédé peut être assimilé à une filature directe et génère des médias non tissés de plus grande résistance mais souvent moins homogènes. Ce procédé peut être obtenu par extrusion (Spunbonding technology), où le polymère fondu est extrudé par des filières. Les filaments obtenus sont trempés à l'aide d'air froid, étirés et déposés sur un tapis transporteur pour former un voile.</p> <p>2) L'extrusion soufflage (Meltblown) est une autre technique pour obtenir des voiles par voie fondue. Les fils, à la sortie de filière, sont étirés par soufflage d'air chaud, avant d'être trempés à l'air froid. Cette technique permet d'obtenir des fils plus fins que ceux obtenus par l'extrusion.</p>
<i>Voie humide (Wetlaid)</i>	Large gamme de fibres : – Cellulosiques – Synthétiques – Régénérées – Minérales	Les fibres utilisées sont dispersées, triturées, puis diluées avec une très grande quantité d'eau pour former une pâte contenant 0,1 à 0,25 g/l de matière sèche. Cette pâte est envoyée sur la toile d'égouttage permettant la formation du matelas fibreux ou voile, puis égouttage de l'eau sur des caisses aspirantes. Ce procédé conduit à des non tissés plus homogènes et plus fermés. Il permet surtout la réalisation de produits nécessitant un très bon contrôle de l'orientation des fibres.
<i>Procédé Flash Spinning</i>	Polymères	Le polymère est dissout par un solvant approprié, la solution obtenue est pulvérisée dans un récipient maintenu sous vide, ce qui provoque l'évaporation quasi instantanée du solvant (on réalise un flash) et génère un nuage de fibres longues et très fines qui sont ensuite récupérées et consolidées pour former un voile.

Étape 2 : Consolidation

Trois principes de base permettent de lier les fibres entre elles [46] [48] [49] [53] [54].

Tableau II.3. Méthode de consolidation de voiles pour un non-tissé [45]

<i>Consolidation</i>	<i>Principe</i>
<i>Liage chimique (hydro-liage)</i>	Un liant polymère liquide est appliqué au voile (enduction, imprégnation, pulvérisation,..). La polymérisation du liant est obtenue par séchage. Les liants sont généralement à base vinylique ou acrylique.
<i>Liage thermique</i>	Des liants solides (poudres ou mousses) sont utilisés. Il est possible d'exploiter les propriétés thermoplastiques des fibres constitutives de la nappe ou des fibres à bas point de fusion, rajoutées lors de la constitution de cette nappe. La consolidation se fait par chauffage obtenu par convection, chaleur radiante, conduction ou ultrasons.
<i>Liage mécanique</i>	La cohésion de voile est assurée par l'enchevêtrement des fibres. Ce dernier est obtenu soit par un aiguilletage mécanique, soit par des jets d'eau à très haute pression(Spunlace).

Étape 3 : Finition

Il s'agit là d'améliorer les propriétés du produit, ou de le décorer, à l'aide de procédés les plus souvent chimiques (enduction notamment) ou mécaniques (brossage, polissage,...). Ainsi, et selon les types de fibres employés, on peut obtenir des produits absorbants ou hydrophobes, conducteurs, antistatiques, désinfectants, ignifugés,... La figure II.3, regroupe quelques exemples de matériaux fibreux non tissés [48].

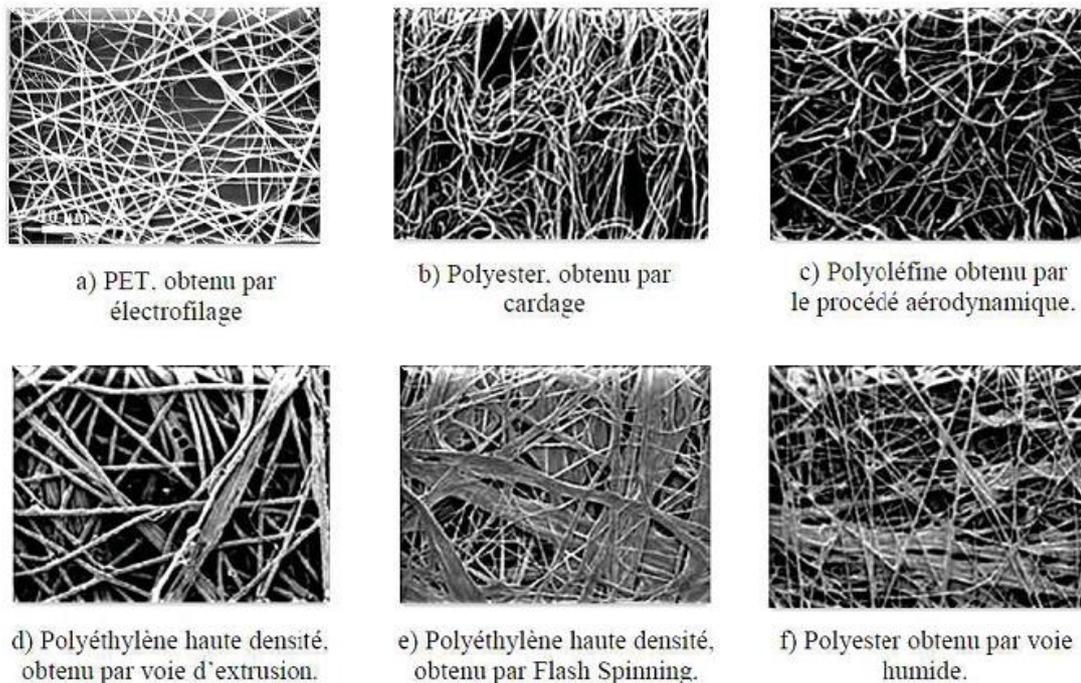


Figure II.3. Échantillons de médias non tissés obtenus par différents procédés [48]

II.4. Propriétés diélectriques des isolants solides

II.4.1. La polarisation et le déclin de potentiel

La polarisation des diélectriques s'exprime, dans la pratique, par une propriété fondamentale, à savoir la permittivité relative ϵ . Celle-ci se manifeste communément par l'augmentation de la capacité d'un condensateur que l'on constate lorsque l'espace inter-électrode, initialement vide, est rempli d'un isolant condensé. Cette augmentation est liée à

l'aptitude du matériau à se polariser en présence d'un champ électrique. Bien que la constante diélectrique ε soit une propriété fondamentale des matériaux isolants, leur réponse est en réalité très complexe et ne peut pas être résumée par une constante, souvent donnée pour une fréquence donnée. Cependant, dans un domaine de champ électrique où le matériau reste linéaire, on peut intégrer les imperfections du matériau si on utilise une permittivité comme une fonction variable avec le temps $\varepsilon(t)$.

La polarisation \vec{P} , définie comme le moment dipolaire par unité de volume, est souvent supposée proportionnelle au champ électrique. Elle est liée aux permittivités du matériau ε et du vide ε_0 par la relation macroscopique :

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{E} \quad (\text{II.1})$$

Egalement, il existe une relation microscopique entre la polarisation, le champ local \vec{E}_l , la concentration moléculaire N_m et la polarisabilité globale α , rapportée à la molécule :

$$\vec{P} = N_m \alpha \vec{E}_l \quad (\text{II.2})$$

La polarisabilité globale α_p est la somme des polarisabilités, électronique α_e et ionique α_i et d'orientation ou dipolaire α_0 . L'évolution de la polarisation molaire (polarisation rapportée à une molécule) en fonction de la fréquence est présentée sur la figure (II.4). Avec l'augmentation de la fréquence du champ appliqué, la contribution des différents types de polarisation disparaît progressivement, puisque l'entité polarisable n'a pas le temps de suivre les variations du champ électrique [55] [56] [57].

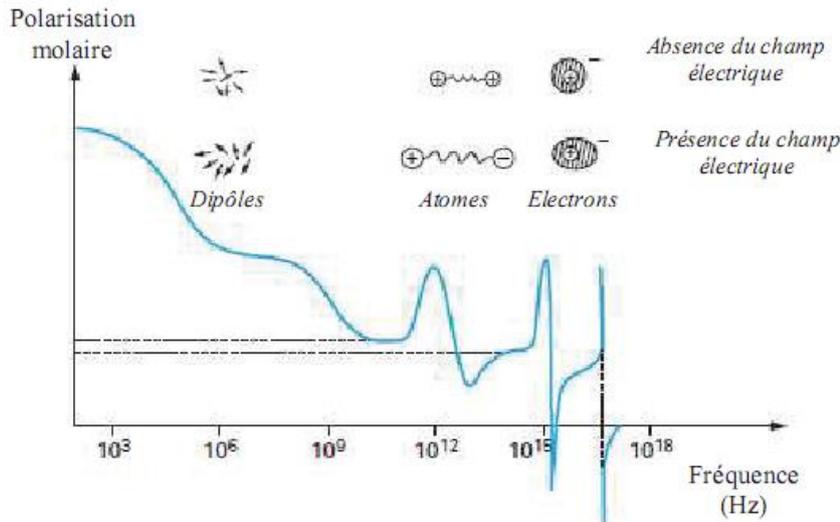


Figure II.4. Evolution de la polarisation molaire en fonction de la fréquence du champ appliqué [45]

Une polarisation d'orientation s'établit progressivement après l'application du champ. Il en résulte que la permittivité dépend de la fréquence de ce champ. Si la variation du champ est assez lente pour que les dipôles suivent le champ, la permittivité prend sa valeur maximale qui correspond à une sollicitation statique. A l'opposé, pour une variation du champ assez rapide pour que l'orientation ne puisse pas suivre le champ, la permittivité dépend uniquement des polarisabilités, électronique α_e et ionique α_i .

a) La fonction réponse diélectrique

Bien que la réponse soit instantanée pour la contribution du vide, lorsque le diélectrique est soumis à une sollicitation électrique $E(t)$ variable, la polarisation ne va s'établir qu'avec un retard plus ou moins long selon la nature du diélectrique. La dépendance temporelle de la polarisation sous l'action de cette sollicitation est déterminée à l'aide de la fonction réponse diélectrique $f(t)$, qui caractérise le comportement d'un milieu diélectrique soumis à une excitation électrique spécifique [55] [56] [57].

Considérons une impulsion de champ électrique E appliquée durant une courte période Δt . La fonction réponse $f(t)$ est alors définie par :

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot E \cdot \Delta t \cdot f(t) \quad (\text{II.3})$$

Puisqu'il n'y a pas de polarisation permanente, la limite de cette fonction tend vers zéro pour des valeurs de temps élevées. En vertu du principe de causalité, il n'y a pas de réaction avant l'action alors :

$$f(t) \equiv 0 \quad \text{pour} \quad t < 0 \quad (\text{II.4})$$

Un champ électrique variant de façon arbitraire, $E(t)$ peut être vue comme une somme d'impulsions. Par le théorème de superposition, on peut donc faire la somme de toutes les polarisations pour chacune de ces impulsions de telle sorte que la polarisation peut s'exprimer par la convolution suivante [56] :

$$P(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \cdot E(t - \tau) d\tau \quad (\text{II.5})$$

τ : Temps de réponse à la polarisation.

La réponse à la polarisation n'est pas instantanée.

b) Déclin de potentiel par polarisation diélectrique

Dans le cas où le matériau reste linéaire et homogène à l'échelle macroscopique, la réponse temporelle de l'isolant due à sa relaxation diélectrique en négligeant les phénomènes de conduction et d'injection de charge, peut être modélisée par des fonctions diélectriques $\Phi_D(t)$ et $\Phi_E(t)$ établissant des relations de convolution entre le déplacement électrique et le champ [58] [59] [56] [57] [60] [61] [62] :

$$D(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t E(\tau) \Phi_D(t - \tau) d\tau \quad (\text{II.6})$$

$$E(t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^t D(\tau) \Phi_E(t - \tau) d\tau \quad (\text{II.7})$$

Pour un diélectrique homogène d'épaisseur e , en absence de la charge d'espace, chargé uniquement en surface, le champ électrique sera constant dans l'isolant. Le déplacement sera égal à la densité de charge libre sur la surface σ_s . Ainsi, nous pouvons relier la charge au potentiel par un produit de convolution :

$$V(t) = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^t \sigma_s \Phi_E(t - \tau) d\tau \quad (\text{II.8})$$

Pour un dépôt instantané d'une quantité finie de charges, celle-ci peut être exprimée par une fonction échelon d'amplitude q_0 . Ainsi, en utilisant la transformée de Laplace, la relation (II.8) s'écrit :

$$V(p) = \frac{e}{\varepsilon_0 sp} q_0 \Phi_E(p) \quad (\text{II.9})$$

D'où :

$$pV(p) = \frac{e}{\varepsilon_0 S} q_0 \Phi_E(p) \quad (\text{II.10})$$

Le premier membre de la relation (II.10) représente la dérivée du potentiel dans le domaine temporel. Ainsi la vitesse de déclin du potentiel de surface sous l'influence d'une polarisation lente est exprimée par :

$$\frac{dV(t)}{dt} = \frac{e}{\varepsilon_0} q_0 \Phi_E(t) \quad (\text{II.11})$$

Il existe un lien entre la réponse transitoire en courant à un échelon de tension et l'évolution de la tension sur un échantillon après un dépôt de charge ; le courant varie comme la dérivée du potentiel. En pratique, la représentation bi-logarithmique de la dérivée du déclin de potentiel $\log\left(\frac{dV}{dt}\right) = f(\log(t))$ fait apparaître sur un nombre suffisamment élevé de décade de temps deux asymptotes de pentes différentes. Selon Jonscher, la réponse diélectrique suit une loi empirique composée de deux puissances de temps. Dans le cas où la mesure est effectuée sur un nombre insuffisant de décades de temps, c'est-à-dire sur une durée relativement courte, seule une des deux pentes est observée en représentation bi-logarithmique de la dérivée du déclin de potentiel. Par conséquent, la réponse sera représentée par la loi empirique de Curie-Von Schweider [57] [59] [61] [62].

c) Polarisation par charge d'espace

La polarisation peut également être associée aux charges piégées dans le volume et/ou aux interfaces. Dans ce cas, elle est désignée comme polarisation par la charge d'espace. Ceci se produit principalement dans les solides amorphes ou poly-cristallins [55]. Coehlo a présenté un traitement asymptotique du déclin de potentiel dû à la polarisation par la charge d'espace [57]. Ce traitement ne fait aucune hypothèse sur la distribution initiale de la charge d'espace mais il tient compte du fait que le champ à l'extérieur de l'échantillon est négligeable, ce qui correspond à la mesure du potentiel par une sonde asservie. A des temps longs, lorsque la charge est pratiquement uniformisée, la solution asymptotique pour le potentiel obéit à une loi en t^{-1} . Pour vérifier cette prédiction, il suffit de porter l'inverse du potentiel en fonction du temps et de constater que la courbe tend vers une droite.

II.4.2. Mécanismes d'injection de charges et le déclin de potentiel

L'injection de charges est un mécanisme contrôlé par l'interface. Elle désigne une injection dans le matériau de porteurs de charges extrinsèques qui ne chargeront qu'une partie du volume. Le rôle de la couche de surface est déterminant pour ce mécanisme. Dans notre configuration, où le matériau est caractérisé par la mesure du DPS, l'injection peut avoir lieu au niveau de la surface libre. En effet cette surface est chargée par décharge couronne et l'injection est contrôlée par l'interface gaz-isolant. L'injection qui se produit au niveau de la surface du matériau qui est en contact avec l'électrode de masse est contrôlée par l'interface métal-isolant. Ce phénomène d'injection de charges dans les isolants a été beaucoup invoqué dans l'étude du déclin de potentiel, et l'injection est mise en cause dans l'apparition du phénomène dit de "cross-over" [57] [59] [60] [63] [64].

L'isolant, selon la théorie des bandes d'énergie, possède une densité de pièges au niveau de la couche de surface différente de celle du volume. On peut trouver des cas différents d'échanges avec l'extérieur si la surface est en contact avec un gaz ou un métal. La figure (II.5) présente les schémas de bandes aux interfaces gaz-isolant et métal-isolant.

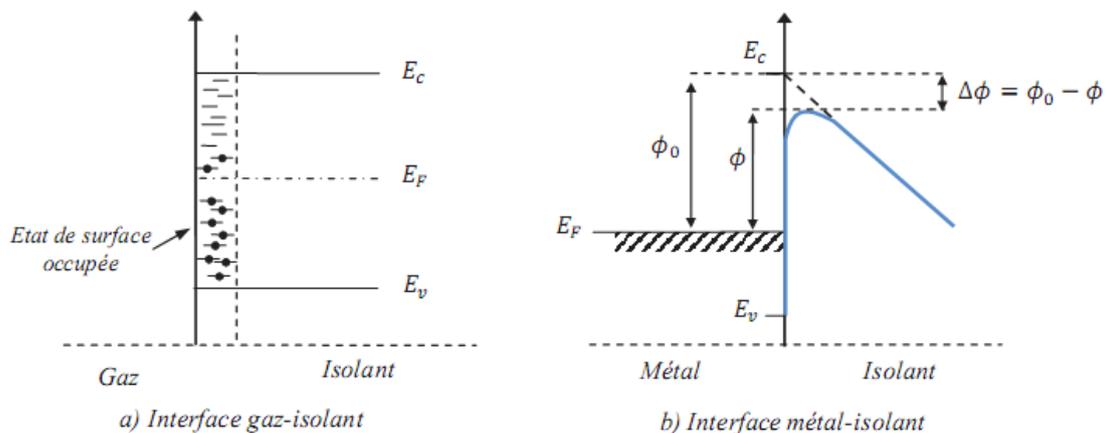


Figure II.5. Diagrammes de bande aux interfaces [45]

La surface libre de l'isolant, exposée à l'air ambiant, est le siège d'un dépôt de charges et des substances étrangères ainsi que des oxydations. Ceci conduit à des niveaux d'énergie mal définis sur la surface. Ces niveaux seront répartis de manière plus large dans la bande interdite de l'isolant. Une charge électrique déposée sur un isolant sera piégée à des énergies très variables [55, 65].

Lorsqu'on met en contact un isolant et un métal, un transfert de charge se produit entre les deux matériaux du fait de la différence entre leurs niveaux de Fermi respectifs. Lorsqu'un champ électrique est appliqué à l'isolant, une énergie supplémentaire est fournie aux charges injectées par l'électrode en plus de leur énergie thermique. Cet apport d'énergie conduit à un abaissement de la hauteur de la barrière de potentiel. Les porteurs ont deux possibilités pour réaliser le transfert de charge qui donnera lieu à un courant. La première possibilité consiste à franchir par activation thermique cette barrière de potentiel pour injecter des porteurs de charges dans la bande de conduction de l'isolant (effet thermoélectronique ou effet Schottky). La deuxième possibilité consiste à transférer la charge par effet tunnel ou effet Fowler-Nordheim qui ne nécessite pas d'activation thermique. Si l'injection de charges est faible devant la mobilité de ces mêmes charges dans l'isolant, alors les courants de conduction seront limités par le phénomène d'injection. Le champ électrique et la décharge couronne sont des facteurs d'activation de l'injection de charge aux interfaces. Cette injection apparaît à partir d'une valeur seuil du champ [55] [57] [59] [66].

a) Effet Schottky

Lorsqu'un champ électrique est appliqué, l'abaissement de la barrière de potentiel favorise l'injection de charges par ce mécanisme. La hauteur de barrière s'exprime alors :

$$\phi = \phi_0 - \beta_S \sqrt{E} \quad (\text{II.12})$$

Avec
$$\beta_S = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}}$$

Où β_S est la constante de Schottky, sa valeur dépend du matériau diélectrique considéré. La densité du courant produit par un tel mécanisme est :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi_0 - \beta_S \sqrt{E}}{KT}\right) \quad (\text{II.13})$$

Avec
$$A = \frac{4\pi m K^2}{h^3}$$

Où m est la masse de l'électron, h est la constante de Planck et K est la constante de Boltzmann. Pour reconnaître si un courant est contrôlé par ce type de mécanisme, la représentation graphique du logarithme de la densité de courant en fonction de la racine carrée du champ donnera une

droite, dont la pente est égale à $\frac{\beta_S}{KT}$. Sur ce même graphique, l'extrapolation à champ nul donne accès à la hauteur de barrière à l'interface électrode-isolant.

b) Effet Fowler-Nordheim

Ce mécanisme traduit le passage des charges à travers la barrière de potentiel selon le mécanisme de l'effet tunnel. Un tel mécanisme est quasiment invariant avec la température, la densité de courant peut donc s'exprimer seulement en fonction du champ appliqué et de la hauteur de barrière par l'équation (II.14):

$$J = \frac{q^3}{8\pi h \phi_0} E^2 \exp\left(-4\sqrt{2m} \frac{\Delta W}{E}\right) \quad (\text{II.14})$$

On constate que la température n'apparaît pas dans cette relation, cet effet est le seul mécanisme sur lequel la température a un effet négligeable. L'effet Fowler-Nordheim sera dominant à basse température et champs électriques très élevés.

II.4.3. La conduction électrique et le déclin du potentiel

Un matériau qui ne contiendrait pas d'autres charges que les noyaux atomiques et les électrons des couches internes et de couches de valence complètes, ou qui contiendrait des charges qui resteraient immobiles dans le champ serait effectivement un isolant parfait.

Ces conditions, en particulier pour les polymères, ne sont jamais réalisées. Même en absence du champ, le rayonnement cosmique interagissant avec la matière augmente la concentration des porteurs libres dans l'isolant. Aux champs faibles, de l'ordre de $10^6 V/m$, la conduction des isolants peut avoir un caractère ohmique. Par contre, aux champs élevés, supérieurs à $10^6 V/m$, la conduction des isolants perd son caractère ohmique [55, 56, 57].

Les théories de la conduction consistent à décrire les phénomènes d'injection et le mouvement des porteurs sous l'action d'un champ électrique. Outre ce champ extérieur, les porteurs sont, dans la matière, en interaction avec les atomes et les molécules. En général, les polymères contiennent des zones cristallines et des zones amorphes avec des propriétés de transport de charges très différentes. Les porteurs de charges extrinsèques sont généralement générés par les impuretés introduites accidentellement ou délibérément dans le matériau durant la fabrication.

La modélisation de l'isolant comme une résistance et un condensateur en parallèle ou en série est insuffisante dans la plupart des cas. Une conductivité intrinsèque constante donnerait naissance à un déclin de potentiel exponentiel. En réalité, la conductivité est généralement très dépendante du champ électrique, qu'il soit un champ extérieur ou rayonné par la charge d'espace. Associée à d'autres facteurs d'activation, ceci fait que le modèle à conductivité constante ne soit pas réaliste. L'introduction d'une loi de dépendance de la conductivité avec le champ ne suffit pas pour expliquer les effets complexes, tels que le retour de potentiel et le « cross-over » [55] [57] [59] [66] [68].

A la température ambiante et champ modéré, on peut considérer la charge électrique comme essentiellement piégée dans le matériau. Dans la plupart des cas, la conductivité varie avec la température T :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta W}{KT}\right) \quad (\text{II.15})$$

Où ΔW désigne l'énergie d'activation, liée à la profondeur de piège, T est la température et K est la constante de Boltzmann.

a) Conduction de surface

Dans certaines conditions, le déclin du potentiel de surface peut être expliqué par la dominance de la conduction de surface dans le matériau. Cette conduction est liée aux propriétés de la surface et à la valeur du champ électrique tangentiel. Dans le cas où une mince couche d'eau se forme à la surface du matériau, la conductivité superficielle devient importante. On parle alors d'une activation en présence d'humidité [69] [70].

Egalement, si la surface a été vieillie, par exemple par effet couronne, la quantité de pièges pour les porteurs de charges augmente. Ainsi, les sauts entre pièges énergétiques sont aussi possibles le long de la surface et le déclin s'ajuste à une exponentielle sur une bonne période du déclin pour les échantillons vieillies. Les relevés de profils de charges et/ou de cartographies du potentiel de surface de l'isolant permettront la détection d'une éventuelle conduction ou diffusion dans la surface. La grande stabilité latérale de la charge déposée permettra de les exclure [59] [69] [71] [72].

b) Conduction électrique contrôlée par le volume

La physique du solide se propose d'expliquer les propriétés d'un solide en considérant la nature de ses atomes et leur arrangement dans l'espace. Elle repose principalement sur la théorie des bandes, qui permet de décrire de façon simple les propriétés électriques et thermiques dans les matériaux et faire la différence entre matériaux conducteurs, semi-conducteurs et isolants. Dans cette théorie, les polymères isolants sont décrits comme des matériaux possédant une grande bande interdite (figure II.6). La répartition en énergie des porteurs dans un matériau détermine largement les propriétés de conduction.

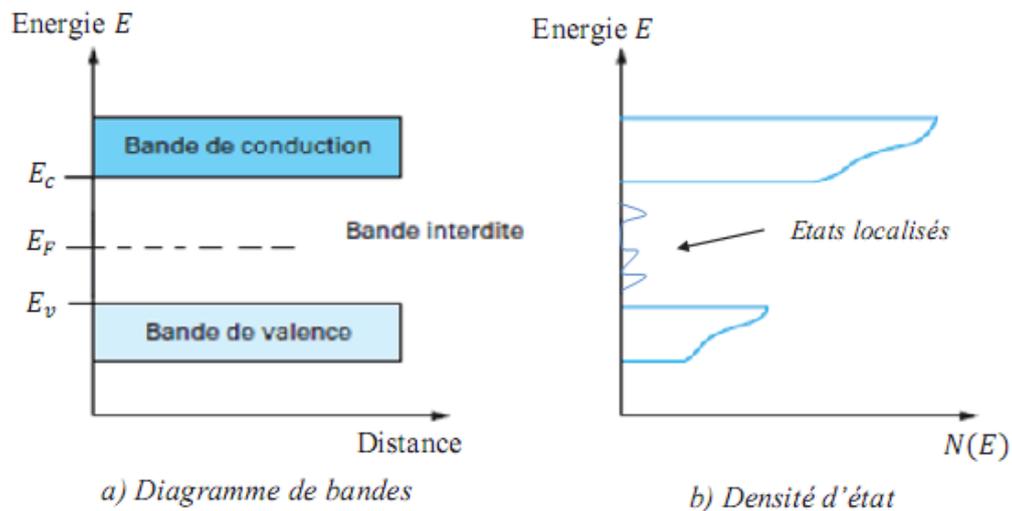


Figure II.6. Diagramme d'énergie des porteurs dans un matériau isolant [45]

Le nombre d'électrons $n(E)$ susceptibles de participer à la conduction est déterminé par le produit de la fonction $N(E)$ (nombre de places disponibles) par une fonction de distribution $G(E, T)$, qui exprime la probabilité que ces places soient occupées, caractérisées par l'énergie E_{en} et à une température absolue T . Cette fonction est appelée fonction de Fermi-Dirac [55, 57, 66]:

$$G(t) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E_{en} - E_r}{KT}\right)} \quad (\text{II.16})$$

Où K est une constante de Boltzmann.

Cependant, pour le cas des polymères, il existe des irrégularités au niveau moléculaire. Ces irrégularités conduisent à l'existence de niveaux énergétiques qui peuvent être des états localisés ou bien des pièges pour les porteurs de charges. Ces pièges se situent donc nécessairement dans la bande d'énergie interdite, et ils peuvent avoir le caractère donneur d'électrons (pièges de

trous) pour les niveaux proches de la bande de valence ou accepteurs d'électrons pour les niveaux proches de la bande de conduction (pièges d'électrons) [55] [59].

b-1) Conduction limité par pièges

L'existence de pièges dans le matériau réduit le nombre de porteurs de charge disponibles pour le transport et donne lieu à une conduction limitée par les pièges. Lorsque la bande interdite est large $(E_C - E_f) \gg KT$, la concentration d'électrons disponibles dans la bande de conduction N_C est donnée par une approximation de la distribution de Fermi-Dirac à l'équilibre thermodynamique et en introduisant le nombre effectif d'états N_{eff} [55] [57] [59] [66]:

$$n_c = N_{eff} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{KT}\right) \quad (\text{II.17})$$

Un piège ayant un niveau E_i de densité N_i au-dessus du niveau de Fermi, de façon à ce que $(E_i - E_f) \gg KT$, est un piège peu profond. La densité d'états occupés pour ce piège est :

$$n_i = N_i \exp\left(-\frac{E_i - E_F}{KT}\right) \quad (\text{II.18})$$

La fraction η_f de porteurs de charges libres caractérise le concept d'une mobilité limité par piège, elle est définie par :

$$\eta_f = \frac{n_c}{n_i} = \frac{N_{eff}}{N_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{KT}\right) \quad \text{Où } \Delta E_i = E_C - E_i \quad (\text{II.19})$$

b-2) Activation par champ - Dépiégeage de charges

Les charges issues de la bande de conduction peuvent être piégés à la profondeur Φ_0 et une énergie d'activation est nécessaire pour qu'ils puissent se dépiéger. Lorsqu'un champ électrique intense est appliqué à un matériau, la barrière coulombienne des puits de potentiel s'abaisse sous l'effet du champ (figure II.7). La charge peut se dépiéger en acquérant une énergie KT permettant de passer au-dessus de la barrière. Ceci conduit à une activation de la conduction par effet Poole-Frenkel [55] [57] [66].

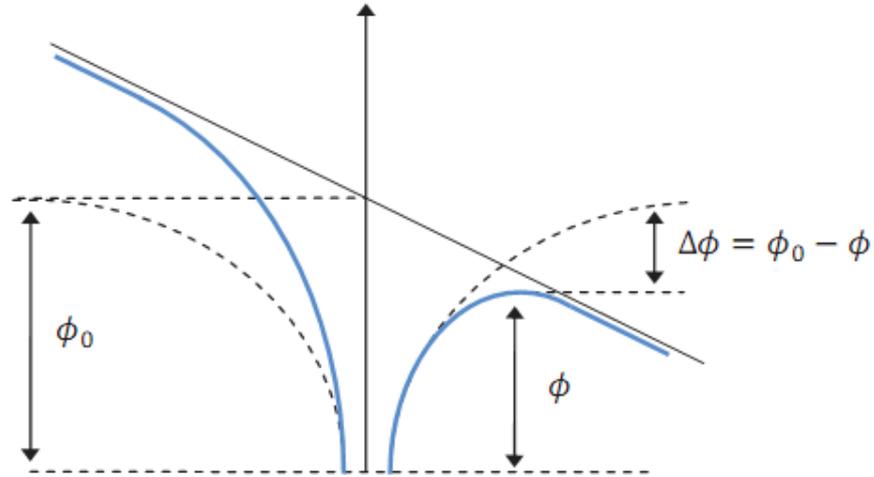


Figure II.7. Abaissement de la barrière de piège par effet Poole-Frenkel [45]

En introduisant la constante de Poole-Frenkel β_{PF} , l'abaissement de la barrière s'exprime par [55] :

$$\Delta\phi = \phi_0 - \phi = \beta_{PF}\sqrt{E} \quad \text{où } \beta_{PF} = \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \quad (\text{II.20})$$

L'activation de la conduction par effet Poole-Frenkel, conduira à une conductivité dépendante du champ où l'expression de la densité de courant qui en résulte s'écrit [55] [57] [66] :

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{\phi_0 - \beta_{PF}\sqrt{E}}{KT}\right) = J_0 \cdot e^{\phi_0} \cdot \exp\left(\frac{\beta_{PF}\sqrt{E}}{KT}\right) \quad (\text{II.21})$$

Généralement, l'identification de la conduction de type Poole-Frenkel s'effectue par la représentation du logarithme du courant en fonction de la racine carré du champ électrique ce qui doit conduire à une ligne droite ayant β_{PF}/KT comme pente. Pour vérifier la validité du modèle on peut alors calculer la valeur de la permittivité avec la pente de la droite.

b-3) Conduction par saut

Un transport d'électron peut se produire entre états localisés dans la bande interdite, au voisinage de niveau de Fermi qui sépare statiquement les niveaux occupés et les niveaux vides. Un tel processus est de nature à augmenter notablement la mobilité apparente des porteurs. Pour mettre en évidence ce mécanisme, il ne faut pas que ce processus soit masqué par un transport plus classique qui se produit par émission vers la bande de conduction. C'est pourquoi il a été le plus souvent mis en évidence à basse température [55] [57] [66].

c) Conduction ionique

La conduction ionique se produit à cause de la dissociation d'impuretés qui ont été introduits dans le matériau lors de sa fabrication, ou lors des processus d'ionisation liés, par exemple, à l'absorption de rayonnement. Ces ions auraient une certaine mobilité dans le matériau et leur mouvement pourrait être activé par le champ et la température. En général, on considère que ce mouvement devrait être plus difficile lorsque la pression hydrostatique sur le matériau augmente. Les ions disposeraient alors de moins de volume libre pour leur mouvement et leur mobilité serait réduite. Le transport d'ions résulte en un transport de matière [55] [57] [59] [66].

La conduction ionique implique des transferts de masse dans le matériau mais les échanges ioniques aux électrodes sont difficiles ou impossible, en tout cas, limités. C'est pourquoi, sous tension continue, la conduction ionique ne peut pas se poursuivre indéfiniment, le nombre de porteurs de charge étant limité. Si une électrode est bloquante pour les ions, il se produira une zone d'accumulation de charge qui conduira à l'élévation du champ à l'électrode, et par la suite à la réduction du champ électrique dans le matériau, donc à la réduction du courant. Aussi, la conduction ionique peut être accompagnée d'une conduction de type électronique de telle manière qu'il est difficile de les séparer. L'effet de la pression n'est pas concluant puisqu'il aurait tendance à réduire la conduction ionique d'origine extrinsèque mais pourrait augmenter la conduction intrinsèque en rapprochant les atomes et facilitant les échanges [59].

II.4.4. Neutralisation atmosphérique et le déclin de potentiel

La charge déposée en surface par décharge couronne peut être neutralisée par les charges libres provenant directement de l'atmosphère environnant le matériau. On peut trouver un exemple de neutralisation par le gaz dans des études sur le Téflon [73].

II.4.5.L'effet piézoélectrique

Est un processus physique qui peut contribuer au déclin du potentiel de surface d'un matériau. L'application d'un champ électrique élevé à un diélectrique peut générer dans le matériau une pression électrostatique. Cette dernière conduit à une contraction mécanique du volume du matériau qui peut avoir une influence sur le potentiel de surface [74].

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les méthodes de fabrication de médias fibreux non-tissés, qui ont trouvé leur importance dans pas mal de domaines d'applications.

On a parlé aussi de quelques phénomènes physiques entrant dans l'influence du potentiel de surface des isolants chargés induisant ainsi son déclin à savoir le phénomène de polarisation, d'injection de charges, de conduction en surface, de neutralisation atmosphérique et l'effet piézo-électrique.

Ces phénomènes physiques nous initient à la bonne compréhension du déclin de potentiel des médias fibreux non-tissés chargés en surface, étudiés dans la partie expérimentale.

METHODES DE DEPOT DE CHARGES ET LES MESURES D'EVALUATION

III.1. Les méthodes de dépôt de charges

III.1.1.Charge par effet triboélectrique

L'effet triboélectrique est en général associé à l'apparition de charges électriques après frottement entre deux matériaux ; sa définition s'étend souvent aux transferts de charges par contact. Le frottement impliquant des contacts suivis de séparations, il améliore les conditions de charge. Lorsque deux matériaux différents et électriquement neutres entrent en contact, il y a un transfert de charges qui aboutit à l'obtention de deux matériaux chargés, l'un positivement et l'autre négativement. Si l'un des matériaux présente une conductivité faible, les charges ainsi générées resteront après séparation. La charge transférée augmente généralement avec la surface du contact, la pression entre les deux matériaux en contact ainsi qu'avec la vitesse du frottement ; elle diminue avec la rugosité des surfaces de contact [55] [73] [74]. La charge par effet triboélectrique s'accompagne de génération de chaleur et parfois de transfert de masse. La reproductibilité de la charge est très difficile à obtenir par ce mécanisme [53].

La figure (III.1) présente un dispositif de charge par effet triboélectrique utilisé dans l'évaluation de l'aptitude d'un textile fibreux à se charger par frottement et à atteindre des potentiels de surface plus ou moins importants. Cette évaluation permet de prévenir la manifestation des courants de décharges [53].

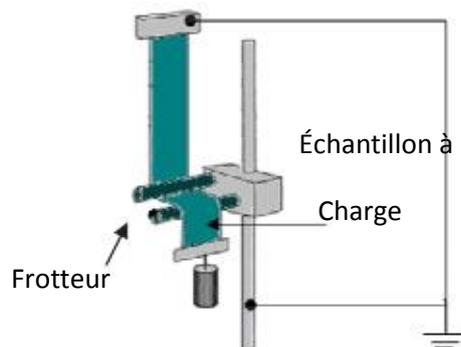


Figure III.1. Dispositif de charge par effet triboélectrique [45]

III.1.2.Charge par rouleau électrostatique

Le contact entre deux matériaux est, en fait, suffisant pour produire un phénomène d'électrisation. Un diélectrique peut être aussi chargé avec un rouleau électrostatique en contact avec la surface libre de l'échantillon et dont le potentiel de charge est aussi contrôlé par la source haute tension [59] [75].

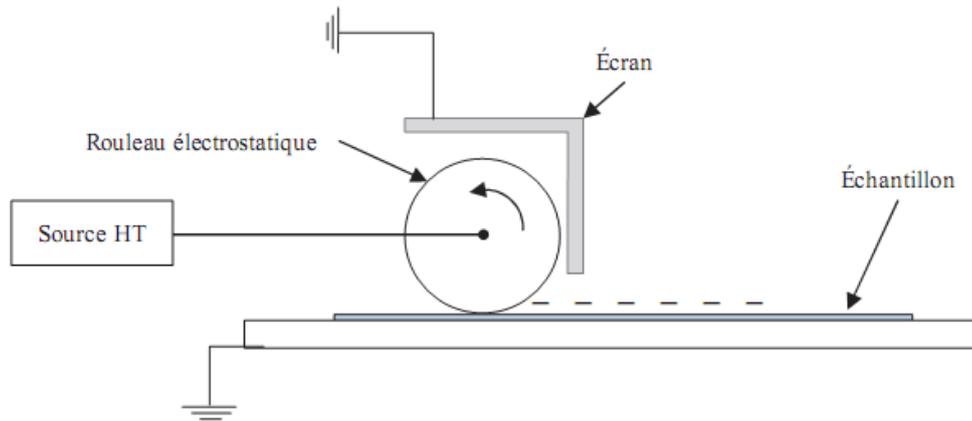


Figure III.2. Principe de charge par rouleau électrostatique [45]

Le transfert de charge au contact entre le rouleau et la surface du diélectrique est très probablement de type électronique. La charge séparée résulte des différences dans la structure électronique des deux corps en contact ; elle est influencée tout d'abord par la nature des matériaux et par les traitements subis par leurs surfaces [76]. La distribution de charge de surface déposée étant homogène à l'échelle macroscopique, ces rouleaux sont utilisés pour charger les feuilles de papier dans les imprimantes lasers.

III.1.3. Charge par décharge couronne

La décharge couronne est le moyen le plus simple et le plus fiable pour reproduire le chargement électrostatique des isolants. Grâce à ce moyen, il est possible de déposer des charges aussi bien positives que négatives selon la polarité du système de décharge dans les niveaux de surface de l'isolant [48]. La méthode de chargement par décharge couronne suscite un intérêt toujours croissant à cause du besoin de charger électriquement des films ou des matériaux fibreux pour diverses applications telles que l'électro-photographie et les électrets [49] [53].

Une tension assez élevée (de dizaines de kV) est appliquée à une électrode de faible rayon de courbure (centaines de micromètres) située à une certaine distance (plusieurs centimètres) par rapport à un plan de masse. L'électrode active peut être une pointe, plusieurs pointes disposées en forme de peigne, ou un fil très fin. Le champ électrique dans l'espace inter-électrodes est non uniforme, son intensité au voisinage de l'électrode active est assez élevée pour que l'air soit ionisé. Le diélectrique est posé sur le plan de masse. Sous l'action du champ électrique, il reçoit des charges de même polarité que l'électrode couronne. La figure (III.1.3) illustre le principe de formation d'électret par décharge couronne négative.

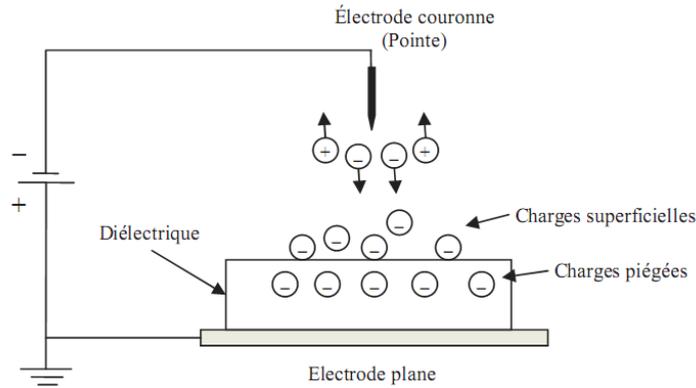


Figure III.3. Principe de formation d'électret par décharge couronne [45]

Si la décharge couronne se produit à partir d'une électrode de polarité négative, dans l'air à pression atmosphérique et à une humidité relative comprise entre 40% à 60%, des ions négatifs seront formés tels que CO_3^- et O_2^- . Une fois ces ions atteignent la surface libre du diélectrique, ils seront neutralisés en cédant leurs électrons et une couche d'électrons piégés est formée juste au-dessous de la surface libre du diélectrique. Par contre, des ions positifs seront formés tels que $(H_2O)_nH^+$ et NO^+ et NO_3^+ (où n est un entier qui augmente avec le taux d'humidité relative) lorsque la polarité des électrodes couronne est positive. Ces ions seront neutralisés en acceptant des électrons lorsqu'ils atteignent le diélectrique, laissant ainsi une couche de trous piégés au-dessous de la surface libre du matériau [55] [77].

Le contrôle du dépôt de charges par le dispositif primaire de la figure (III.3) est extrêmement difficile, voire impossible. L'insertion, entre le diélectrique et l'électrode couronne, d'une grille conductrice portée à un potentiel plus faible et de même polarité que le potentiel appliqué à l'électrode active permettra le contrôle du niveau du potentiel de surface et l'obtention d'un dépôt uniforme. Dans cette configuration d'électrode, appelée configuration triode, les charges issues de l'ionisation de l'air sont accélérées sous l'action du champ électrique, passent à travers la grille et viennent se déposer sur la surface libre du diélectrique. Le potentiel de surface du diélectrique croît jusqu'au niveau du potentiel de la grille. A partir de ce moment-là, le champ entre la grille et la surface du diélectrique est nul. Les ions ne traversent plus la grille. Ainsi le potentiel de surface est limité par le potentiel de la grille. Il existe plusieurs dispositifs à triode pour la formation contrôlée d'électrets [55] [73] [77] [80]. La figure (III.4) résume ces dispositifs à triode de charges par décharge couronne.

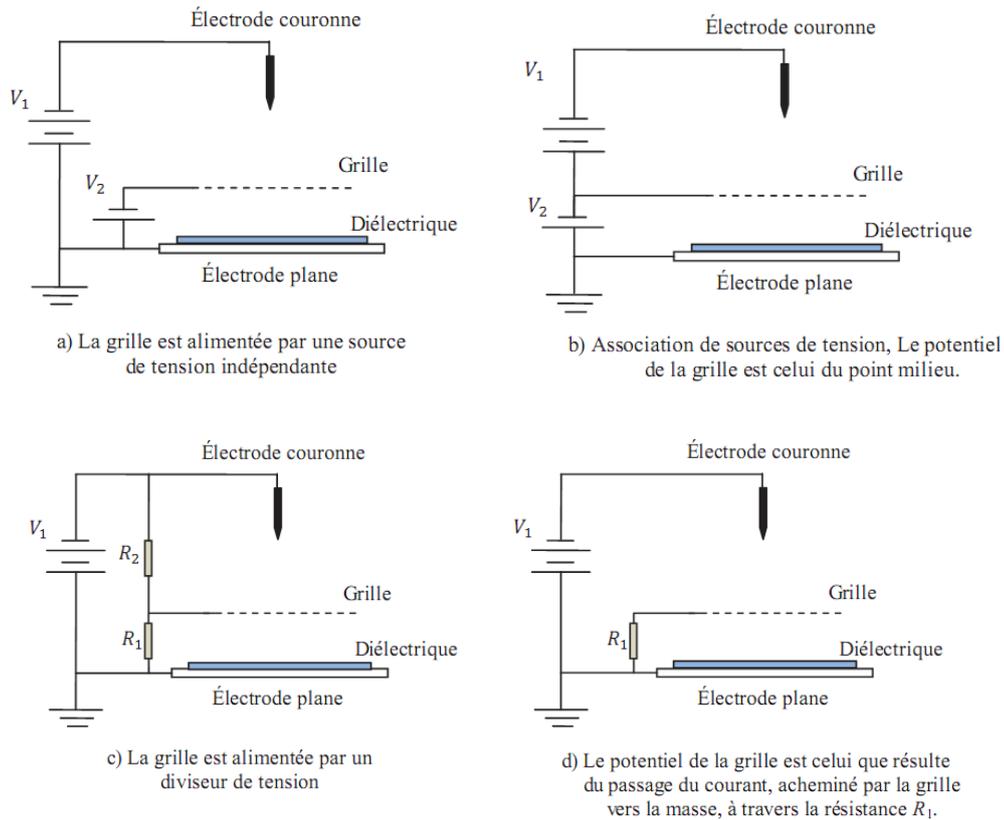


Figure III.4. Configuration de charge triode par effet couronne [45]

Ces ions (positifs ou négatifs selon la polarité de la pointe) peuvent se déposer sur une surface isolante placée à proximité. Il en résulte une densité superficielle de charges sur cette surface. Cette méthode de charger une surface est plus facile à maîtriser et la charge est plus uniforme que celle obtenue par frottement [75].

III.1.3.1. Processus de charge dans une configuration triode

En considérant les dimensions des mailles de la grille assez petites devant la distance d entre la grille et le plan de masse, l'ensemble grille-plan peut être assimilé à une configuration d'électrodes définie par deux plans parallèles. La topographie du champ électrique, définie par la distribution du champ et du potentiel électrique dans le système triode de charge, permet de connaître les caractéristiques qualitatives du procédé de charge.

En effet, ce procédé dépend du processus de génération d'ions par effet couronne et de la dérive des charges sous l'action du champ électrique le long des lignes caractéristiques.

La décharge couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à la modification de la conductivité d'un gaz à proximité d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à un potentiel positif ou négatif assez élevée dont le champ électrique environnant est intense mais

non disruptif. Dans le cas de la configuration triode, où une électrode duale (fil – cylindre) est utilisée pour générer la décharge couronne et la grille est reliée à la masse via une résistance électrique, la conductivité est due aux phénomènes d'ionisation intense de l'air au voisinage immédiat du fil à potentiel élevé. Ainsi, l'espace inter électrodes est répartie en trois zones telles qu'elles sont illustrées sur la figure(III.5).

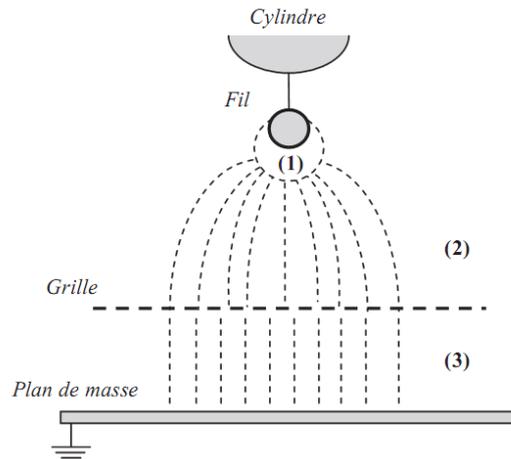


Figure III.5. Décharge couronne dans le système triode [45]

La zone active (1) est près de l'électrode active où le champ est supérieur au champ critique du minimum d'ionisation. Elle est caractérisée par une densité de charge totale nulle, ainsi le champ électrique satisfait les équations de Laplace. L'utilisation de l'électrode duale dans des procédés électrostatiques permet l'orientation de la décharge couronne dans une zone bien définie de l'espace. Cette classe d'électrodes est caractérisée par l'injection non uniforme de charge autour de l'élément ionisant [81] [82].

Avant que la décharge se produise et l'électrode duale soit portée à un potentiel élevé, la grille a le même potentiel que celui du plan de masse. Ainsi le champ électrique est très inhomogène dans la zone (2) et pratiquement nul dans la zone (3). En présence de la décharge, des charges de même polarité que celle de l'électrode duale sont collectées par la grille et s'écoulent à travers la résistance vers la masse. La tension produite aux bornes de la résistance fixe le potentiel de la grille.

En présence d'un matériau diélectrique posé sur le plan de masse, les charges qui traversent la grille sont attirées vers la masse sous l'action du champ électrique et interceptées par ce diélectrique. Ainsi la surface libre du matériau subit un dépôt de charges sous l'action du champ électrique dû à la différence de potentiel entre la grille et le plan de masse. Le matériau continue à se charger jusqu'à ce que le potentiel de surface de celui-ci soit égal à celui de la grille. Ainsi, la zone (2) est caractérisée par une charge d'espace importante tandis que la zone

(3) est caractérisée par un champ électrique et une charge d'espace pratiquement négligeables. La figure (III.6) illustre l'influence de la position de la grille sur la largeur de la surface chargée qui se rétrécit lorsque la grille est très proche de l'électrode dual.

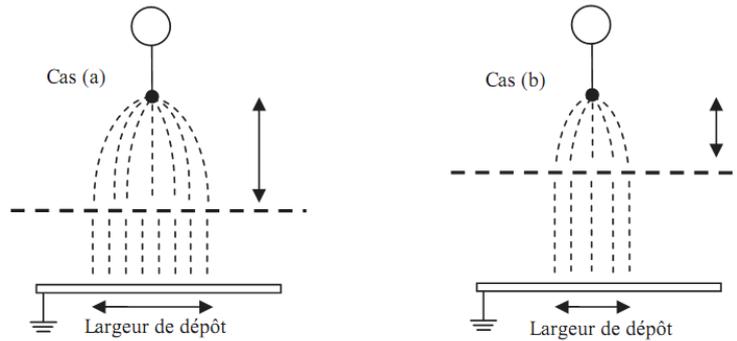


Figure III.6. Effet de la position de la grille sur la largeur de dépôt [45]

Si la grille est très proche de la masse, telle qu'elle est présentée à la figure-3, l'inhomogénéité du champ électrique dans la zone (3) s'accroît et il apparaît des zones non chargées. En effet, les dimensions des mailles de la grille ne sont plus négligeables par rapport à la distance d relativement petite, alors l'uniformité de dépôt n'est plus garantie.

Ainsi, il faut maintenir une distance minimale entre la grille et le plan de masse afin que l'ensemble grille-plan soit semblable à une configuration plan-plan et pour éviter, lors de la charge du média fibreux non tissé, tout contact entre la grille et les fibres du matériau par exemple.

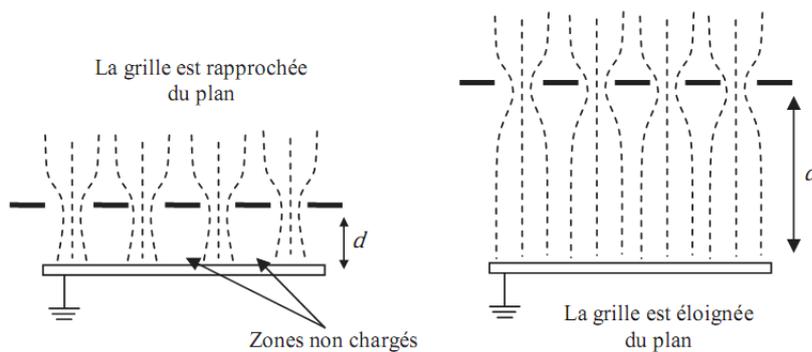


Figure III.7. Effet de la position de la grille sur l'uniformité de dépôt [45]

III.2. Les mesures d'évaluation des charges déposées

III.2.1. Caractérisation

Le comportement d'un diélectrique chargé en surface est intimement lié à sa charge d'espace qui dépend à la fois des mécanismes de sa génération, son accumulation et les phénomènes de dissipation de cette charge dans celui-ci. L'accumulation significative de charges électriques se produit dans des matériaux isolants ayant une résistivité supérieure à $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$. C'est le cas des polymères dont l'habilité à stocker de la charge est très élevée [46]. L'étude de la réponse des isolants solides chargés s'effectue souvent dans deux situations types, à savoir, la mesure du courant en *circuit fermé* et la mesure du potentiel de surface en *circuit ouvert*.

La première configuration, illustrée par la figure (III.8.a), est la plus facile à maîtriser, le diélectrique étant placé entre deux électrodes. Ainsi la surface de l'isolant est à un potentiel unique, imposé par le circuit et sa caractérisation s'effectue par la mesure du courant $i(t)$ [44]. Dans le cas où le matériau possède une conductivité intrinsèque, un courant de conduction i_c sera superposé au courant d'absorption. Ce dernier est composé d'un pic de charge instantané égal au courant de déplacement et d'un courant de polarisation. La conduction extrinsèque peut se manifester à des valeurs de champ et de température élevées. Elle est due à l'injection et au transport de la charge d'espace dans le diélectrique. Lorsqu'on court-circuite après un certain temps le diélectrique, le courant de conduction s'annule et un courant de résorption se manifeste avec la même dynamique que le courant d'absorption mais de signe opposé, c'est un courant de décharge [56] [83]. La figure (III.8.b) présente la variation des courants d'absorption, de conduction et de résorption en fonction du temps dans un diélectrique solide soumis à un créneau de tension continue.

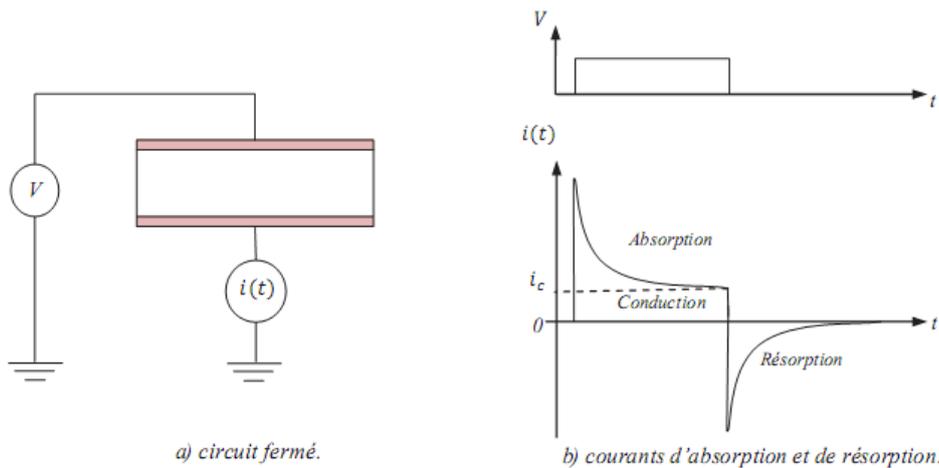
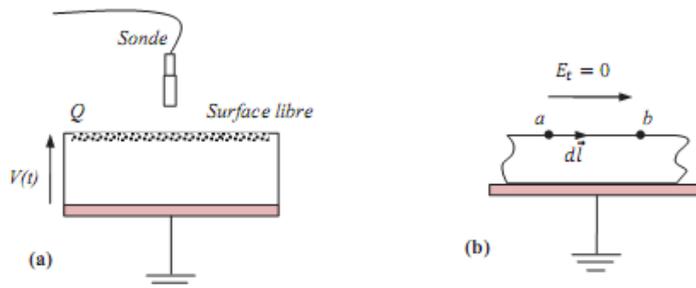


Figure III.8. Mesure de courant à potentiel fixe [45]

La deuxième configuration, illustrée par la figure (III.9.a), permet de caractériser le diélectrique par la mesure de variation du potentiel de surface. Le matériau étant posé sur une

électrode reliée à la masse, la surface supérieure est libre et elle subit un dépôt de charges électriques afin de fixer la distribution de charge initiale. Ceci peut être réalisé par décharge couronne. Une sonde asservie au potentiel de la surface libre permet la mesure de ce potentiel, ainsi, le champ à l'extérieur du diélectrique est nul et le circuit peut être considéré ouvert.

C'est cette situation que nous traiterons, et la charge de l'échantillon par décharge couronne est réalisée à l'aide d'un système triode. Dans ce cas précis, le dépôt de charges est considéré uniforme et la diffusion de celui-ci peut être négligé. En plus, si l'effet des bords est négligé pour une surface considérée assez large, alors la composante tangentielle du champ électrique est nulle et la variation du potentiel le long de la surface, exprimée par la circulation du champ le long de cette surface, est nulle aussi figure (III.9.b) [73]. C'est le fait que le champ transversal extérieur soit nul qui garantit la possibilité de mesurer le potentiel de surface, d'où l'utilisation raisonnable du concept « *potentiel de surface* ».



Mesure du potentiel de surface, en circuit ouvert

Figure III.9. Caractérisation d'un matériau par potentiel de surface après dépôt de charges [45]

Il n'est pas possible de charger une surface plane isolante au-delà d'une valeur limite donnée par la rigidité diélectrique du gaz environnant. Des décharges se produisent lorsque la charge le long de la surface excède cette limite. Pour dépasser cette limite, on peut augmenter la rigidité diélectrique du milieu environnant (par exemple, en faisant le vide) [76].

III.2.2. Équations de base

Dans la modélisation en électrostatique des isolants chargés, les équations de Maxwell font intervenir, en chaque point de l'isolant et à tout instant, le vecteur déplacement électrique \vec{D} , la densité de charge ρ et la densité de courant \vec{j} . Le problème est régi par l'équation de Poisson (III.1) et l'équation de continuité (III.2).

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{III.2})$$

Le déplacement électrique s'écrit en fonction du champ électrique \vec{E} , la polarisation \vec{P} et la permittivité du vide ϵ_0 :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{III.3})$$

Les conditions aux limites sont nécessaires et elles dépendent de la situation considérée. Le potentiel de la face inférieure de cet isolant est nul. L'utilisation de la sonde électrostatique de mesure asservie au potentiel de l'isolant, impose un champ électrique nul à l'extérieur de celui-ci. Ainsi le déplacement électrique en chacun des points de l'isolant sera égal à la densité surfacique de charge existante entre ce point et l'extérieur de l'isolant [55] [76]. Cette densité de charge, fixée initialement par le procédé de charge, sera la grandeur d'entrée [44]. L'équation de continuité, en circuit ouvert, s'écrit dans ce cas en chaque point de l'isolant :

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + (\sigma + \sum \mu_i \rho_i) \vec{E} - \sum D_n \vec{\nabla} \cdot \rho_i = 0 \quad (\text{III.4})$$

Le second terme représente la conduction composée d'une conductivité intrinsèque du matériau σ et d'une conduction due à la charge d'espace, μ_i et ρ_i étant la mobilité et la densité de charge du porteur de type i . Le dernier terme représente la diffusion des porteurs, caractérisés par la constante de diffusion D_n .

III.2.3. Charge d'espace et champ électrique

Considérons un électret placé entre deux électrodes planes. L'électrode supérieure au potentiel flottant est située à une distance h de la face libre de l'échantillon, telle que présentée sur la figure (III.10). L'épaisseur d de l'électret est assez petite devant les dimensions latérales de l'échantillon, d'où la considération unidimensionnelle de cette situation. Le commutateur étant en position (1), nous retrouvons ainsi la situation du circuit ouvert. La charge de l'électret est composée des charges réelles quasi permanentes en surface libre caractérisées par une densité surfacique σ_f , de celles-ci piégées dans le matériau, caractérisées par une densité volumique ρ_f et une polarisation \vec{P} . Cette polarisation peut être due à une polarisation dipolaire quasi permanente et/ou à une polarisation induite. La charge de l'électret peut être caractérisée par les deux équations suivantes :

$$\sigma_s(d) = \sigma_r(d) + \sigma_p(d) = \sigma_r(d) - P \quad (\text{III.5})$$

$$\rho(x) = \rho_r(x) + \rho_p(x) = \rho_r(x) - \frac{dP}{dx} \quad (\text{III.6})$$

La densité surfacique σ_p représente la charge induite par polarisation le long de la surface du diélectrique et la densité volumique locale $\rho_p(x)$ représente la charge induite en volume lorsque la polarisation varie dans le diélectrique.

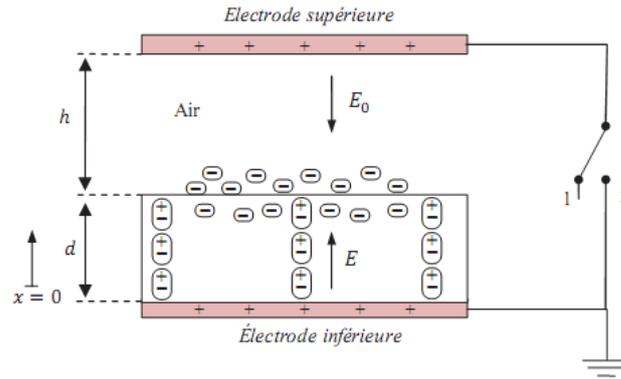


Figure III.10. Modèle de base d'un électret [45]

Nous agissons sur le commutateur pour obtenir un circuit fermé, en passant de la position (1) à la position (2). En absence de charges dans le volume du matériau, la charge d'espace se réduit à une charge surfacique :

$$\begin{cases} \rho(x) = 0 \\ \sigma_s = \sigma_r(d) - P \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

Là, nous retrouvons une situation bien connue. C'est le cas de deux plaques isolantes entre les armatures d'un condensateur, dont la différence de potentiel est nulle. Les charges induites dans les électrodes inférieure et supérieure se réorganisent de telle sorte que ces charges, représentées par les densités σ_{inf} et σ_{sup} respectivement, doivent satisfaire la loi de Gauss [55] [84].

$$\sigma_{inf} + \sigma_{sup} = -\sigma_s \quad (\text{III.8})$$

En introduisant dans cette équation les champs électriques dans l'intervalle d'air E_0 et dans le diélectrique E ainsi que la permittivité de l'air ϵ_0 et la permittivité relative du diélectrique ϵ_r l'équation précédente s'écrit :

$$\epsilon_0 \epsilon_r E + \epsilon_0 E_0 = -\sigma_s \quad (\text{III.9})$$

Sachant qu'il n'y a aucun courant qui circule entre les électrodes car elles sont au même potentiel, alors :

$$E \cdot d = E_0 \cdot h \quad (\text{III.10})$$

A partir des équations (III.9) et (III.10), nous exprimons les champs électriques E_0 et E en fonction de la charge d'espace et de la distance h entre l'électrode supérieure et la face chargée du diélectrique.

$$E = - \frac{\sigma_s h}{(\varepsilon_r h + d) \varepsilon_0} = - \frac{\sigma_s}{\left(\varepsilon_r + \frac{d}{h}\right) \varepsilon_0} \quad (\text{III.11})$$

$$E_0 = - \frac{\sigma_s d}{(\varepsilon_r h + d) \varepsilon_0} = - \frac{\sigma_s}{\left(\varepsilon_r \frac{h}{d} + 1\right) \varepsilon_0} \quad (\text{III.12})$$

La tension V_S aux bornes de l'électret est égale à la tension V_0 vue aux bornes de l'intervalle d'air, elles sont fonction de cet intervalle h et de la charge de l'électret. La densité de charges est une entité algébrique.

$$V_S = V_0 = \frac{\sigma_s d}{\left(\varepsilon_r + \frac{d}{h}\right) \varepsilon_0} \quad (\text{III.13})$$

Nous pouvons également exprimer les densités de charges induites au niveau des électrodes en fonction de la distance h et la densité de charges de l'électret :

$$\sigma_{inf} = - \frac{\varepsilon_r h \sigma_s}{(\varepsilon_r h + d)} \quad (\text{III.14})$$

$$\sigma_{sup} = - \frac{d \sigma_s}{(\varepsilon_r h + d)} \quad (\text{III.15})$$

Étant donné que l'épaisseur de l'électret est fixe, l'intervalle d'air peut être modifié en agissant sur la distance h de l'électrode supérieure. Ceci provoquera une variation du champ électrique au niveau de l'électret et dans l'intervalle d'air. Un courant circulera entre les électrodes et il y aura un réarrangement des charges induites dans les électrodes. Si l'électrode supérieure est assez éloignée de la surface libre de l'électret, alors le champ électrique dans l'intervalle d'air tend vers zéro ainsi que la charge induite dans cette électrode. Le champ électrique E et le potentiel de surface V_S deviennent :

$$E = - \frac{\sigma_s}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (\text{III.16})$$

$$V_s = \frac{\sigma_s d}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (\text{III.17})$$

Au lieu d'éloigner l'électrode supérieure à l'infini, nous appliquons à cette électrode une tension d'amplitude égale et de polarité opposée au potentiel V_s pour compenser la tension aux bornes de l'intervalle d'air. De cette façon le potentiel V_0 sera toujours exprimé par la relation (III.17), et nous pouvons déterminer la densité surfacique de charges. Cette technique est connue sous le nom de la méthode de compensation [55].

Dans le cas où la charge d'espace comprend des charges dans le volume, telles que les charges réelles et induites par polarisation, il est commode d'introduire une densité surfacique de charges équivalente σ_ρ pour substituer la densité volumique $\rho(x)$ de telle sorte que l'effet des charges dans le volume est équivalent à celui des charges en surface libre. La densité σ_ρ est appelée la projection de $\rho(x)$ ou la densité surfacique équivalente.

$$\sigma_\rho = \frac{1}{d} \int_0^d x \rho(x) dx \quad (\text{III.18})$$

Ainsi, il est possible de retrouver toutes les grandeurs électrostatiques précédentes en substituant la densité surfacique σ_s par une densité surfacique totale σ_T :

$$\sigma_T = \sigma_s + \sigma_\rho = \sigma_r - P + \sigma_\rho \quad (\text{III.19})$$

Quel que soit la nature de la charge d'espace dans l'électret, il y a circulation d'un courant, qui peut être due à une variation de température, à une variation temporelle du champ électrique, à un affaiblissement de la charge d'espace dans le temps et ainsi de suite. Les grandeurs électriques, à savoir le champ électrique, la charge d'espace et le potentiel de surface ne sont pas stationnaires. Ils sont variables dans le temps à cause des processus qui provoquent leur déclin. La densité du courant dans l'électret s'écrit :

$$J(t) = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} + J_c \quad (\text{III.20})$$

Le premier terme correspond au courant de déplacement dû principalement à la variation de la densité surfacique de la charge σ_s , le deuxième terme représente le courant de relaxation dû à la dépolarisation et le dernier terme est le courant de conduction dû à la conductivité intrinsèque et aux porteurs de charges libérés par apport d'énergie.

III.3. Techniques de mesure de la distribution spatiale de la charge d'espace

Ces techniques non destructives permettent d'accéder à la distribution spatiale des charges internes dans les isolants. Dans la plupart des méthodes, une perturbation extérieure appliquée à l'échantillon provoque un déplacement relatif des charges par rapport aux électrodes de mesure. La charge induite est ainsi modifiée et un signal proportionnel à la charge interne est détecté aux électrodes. Ce signal se traduit par l'apparition d'une variation de tension aux bornes de l'échantillon si la mesure est effectuée en circuit ouvert, ou d'une variation de courant si la mesure est effectuée en circuit fermé. La résolution spatiale de la distribution de la charge d'espace nécessite la connaissance de la forme et l'évolution temporelle de la perturbation pendant la mesure [83] [85] [86]. Le tableau (III.2) résume les caractéristiques principales de ces méthodes les plus utilisés. Les méthodes thermiques sont basées sur la génération d'une dilatation non uniforme du milieu isolant par une élévation locale de la température sur l'une des faces de l'échantillon. Les méthodes acoustiques sont basées sur la propagation de l'onde acoustique (onde de pression) qui interagit avec la charge d'espace, à l'exception de la méthode électroacoustique pulsée où les ondes acoustiques sont générées par le déplacement de la charge.

Tableau III.1. Principales méthodes de mesure de la distribution de la charge d'espace [45]

		<i>Nature de l'excitation</i>	<i>Réponse</i>	<i>Echantillon</i>
Méthodes Thermiques	<i>Impulsion Thermique</i>	L'une des électrodes est soumise à une impulsion lumineuse, le plus souvent obtenue par une impulsion laser de courte durée devant le temps de relaxation thermique.	-Une variation de tension aux bornes de l'échantillon métallisé sur une ou deux faces. -un courant pyro-électrique.	Films minces de l'ordre d'une dizaine de microns.
	<i>Modulation thermique</i>	Consiste à éclairer la surface d'un échantillon avec un faisceau laser modulé en amplitude à fréquence variable.	-Un courant pyroélectrique est mesuré dans un circuit extérieur.	Films minces de l'ordre d'une centaine de microns.
	<i>Échelon thermique</i>	La dilatation est obtenue par une brusque modification de la température entre les deux électrodes de mesure.	-Un courant pyroélectrique est mesuré dans un circuit extérieur.	Films, plaques de l'ordre de millimètres.
Méthodes acoustiques	<i>Impulsion de pression</i>	Compression générée par impact d'une impulsion laser à front très raide.	-Réponse électrique par effet piézo-électrique.	Films, plaques (10µm-1cm).
	<i>Échelon de pression</i>	Un échelon de compression généré par effet piézo-électrique sur un cristal.	-Réponse électrique par effet piézo-électrique.	Films épais, plaques (100µm-1cm).

III.3.1. Méthode électroacoustique pulsée

Cette technique est présentée à part dans ce chapitre car son principe est basé sur la détection des ondes acoustiques générées par le déplacement de la charge suite à une excitation électrique. Les charges piégées sont soumises à une véritable percussion, provoquée par un champ électrique impulsionnel à front très raide. Une onde élastique, engendrée par échange de quantité de mouvement entre les charges et le milieu, se propage à la vitesse du son dans le matériau et elle est détectée par un capteur piézoélectrique [55] [57] [83]. La méthode électroacoustique pulsée est très développée, sa mise en œuvre n'est pas coûteuse et facile à

interpréter les mesures [87] [88]. Cette technique est largement utilisée pour étudier les mécanismes de formation et la distribution spatiale des charges dans le diélectrique [89] [90].

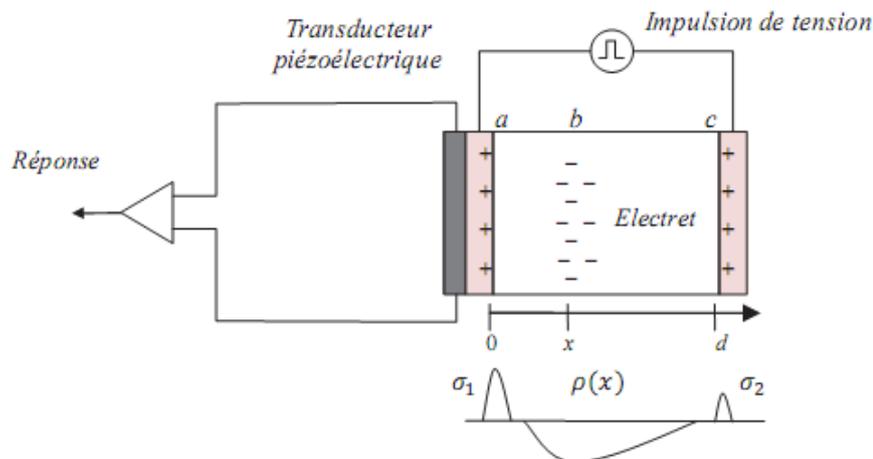


Figure III.11. Principe de la méthode électroacoustique [45]

Considérons un diélectrique d'épaisseur d entre deux électrodes figure (III.11), avec une couche de charges réelles négatives à la profondeur x . Ces charges induisent, par influence, des charges en a et c . Lorsque l'échantillon est soumis à une impulsion de tension d'une durée de quelques nanosecondes, un déplacement transitoire de la charge d'espace se produit ainsi que des ondes de pression pulsées, dont les amplitudes sont proportionnelles à la densité locale des charges. Ces ondes se propagent à la vitesse du son et le capteur reçoit les ondes émises en a , b et c dans cet ordre avec des délais correspondant aux distances parcourues. Les charges positives et négatives sont sollicitées par le champ dans des directions opposées. Des études combinées de distribution spatiale de la charge d'espace par la méthode électroacoustique pulsée et de courants lors des phases de polarisation et de relaxation ont été développés, ainsi que la mesure du potentiel de surface des électrets obtenus par décharge couronne [91] [92].

III.3.2. Méthodes de stimulation thermique.

La méthode la plus répandue est celle des courants de dépolarisation stimulés thermiquement. L'échantillon est polarisé sous un niveau de tension, à température T_p , pendant un temps t_p . La température est ensuite brusquement abaissée, en maintenant l'échantillon toujours sous tension afin de figer la polarisation, jusqu'à une température T_0 à laquelle l'échantillon est court-circuité avant de lui appliquer une rampe de température pendant laquelle le courant de dépolarisation est mesuré. Ce dernier contient les informations relatives à la libération des charges piégées et au réarrangement des dipôles électriques. Les spectres obtenus

contiennent en général plusieurs pics de courant associés aux différents phénomènes mis en jeu. Ainsi l'énergie d'activation des processus peut être déterminée [55] [85] [86] [93] [94].

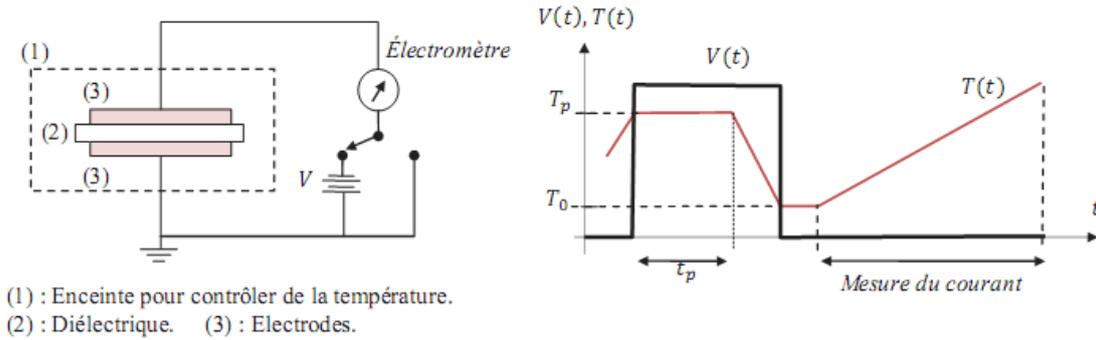


Figure III.12.Principe de méthode de stimulation thermique de la décharge [45]

Sur le même principe, cette méthode est élargie aux mesures en circuit ouvert. En absence de l'électrode supérieure, une sonde électrostatique de mesure peut être utilisée pour la mesure du déclin de potentiel thermo-stimulé [95] [96]. Lorsque l'électrode supérieure n'est pas en contact avec la surface libre de l'échantillon, elle peut être reliée à l'électrode inférieure à travers un électromètre afin d'obtenir le spectre de la charge [97].

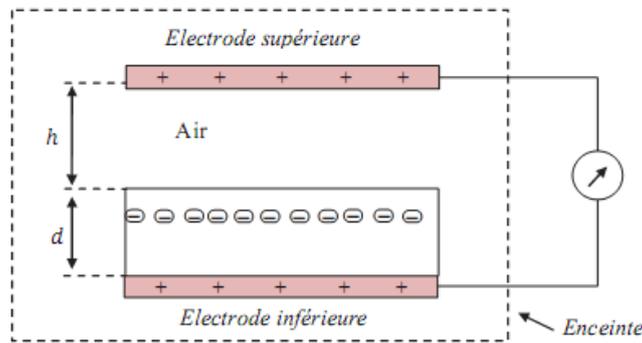


Figure III.13.Principe de mesure de la charge thermo-stimulée [45]

III.3.3. Méthodes électrostatiques

Bien que les techniques électrostatiques ne permettent pas l'obtention de la distribution spatiale des charges avec précision des autres techniques qui nécessitent souvent de déconvolutions lourdes en calcul mathématique pour extraire les résultats, elles sont simples et faciles à mettre en œuvre, dont l'extraction des résultats est directe [55] [73].

Toute méthode électrostatique de caractérisation des diélectriques doit permettre la détection des charges électriques sans qu'il y ait ni circulation de courant électrique ni redistribution et neutralisation partielle de ces charges. Ces techniques reposent sur le principe que les charges réelles induisent leurs images en surface conductrice. Le cylindre de Faraday est

un dispositif basique dans le domaine de mesure électrostatique, malgré la précision de l'estimation de la charge nette, son utilisation n'est pas souhaitable lorsque la distribution de charges est plus désirée que la charge elle-même où une résolution spatiale est nécessaire, ou bien pour suivre l'évolution de la charge, dans le temps, à un endroit bien défini. En plus, dans certains cas, l'utilisation du cylindre de Faraday est limitée, tels que la mesure de la charge du tapis d'un convoyeur [73] [98] [99].

Les seules mesures qui restent pratiques et fiables sont des mesures sans contact basées sur le phénomène d'influence. Elles permettent de mesurer soit le champ électrique, soit le potentiel électrique, ces mesures pouvant ainsi servir à étudier la réponse d'un diélectrique. Le principe porte sur l'utilisation d'une électrode détectrice reliée à un instrument de mesure, le plus souvent un électromètre. Cependant il faut garder à l'esprit que ce sont des mesures très sensibles, il faut que la mesure elle-même n'affecte pas les résultats. C'est pourquoi il est important que l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure soit très élevée ($> 10^{11} \Omega$) Et que la capacité d'entrée soit faible ($< 5 \text{ pF}$) [53] [98] [100].

Il est également important de réunir des conditions optimales car tout couplage capacitif de l'électrode détectrice peut introduire une erreur de mesure substantielle. Des dérives de mesures peuvent être attribuées au circuit électronique et aux accumulations de la charge indésirable sur ou à proximité de l'électrode sonde. La qualité des mesures dépend aussi de l'environnement et de l'état de surface de l'électrode détectrice qui est souvent plaquée par un métal noble tel que l'or. La résolution des mesures dépend de la configuration géométrique formée par la sonde et l'échantillon ainsi que leurs dimensions respectives [73] [101] [102]. Cette section est focalisée sur la présentation des différents principes de mesure sans contact en électrostatique.

III.3.3.1. Méthode de compensation

Considérons le dispositif de la figure (III.14), d'où l'expression des tensions V_s et V_0 respectivement aux bornes de l'électret et aux bornes de l'intervalle d'air est obtenue. Si l'intervalle d'air entre l'électrode supérieure et la surface libre de l'électret tend vers l'infini et en introduisant la densité surfacique totale de charges, telle qu'elle est définie par la relation (III.19), alors nous pouvons réécrire l'expression de ces tensions :

$$V_s = V_0 = \frac{\sigma_T d}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (\text{III.21})$$

La densité surfacique totale de la charge en fonction de la tension aux bornes est :

$$\sigma_T = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} V_s \quad \text{(III.22)}$$

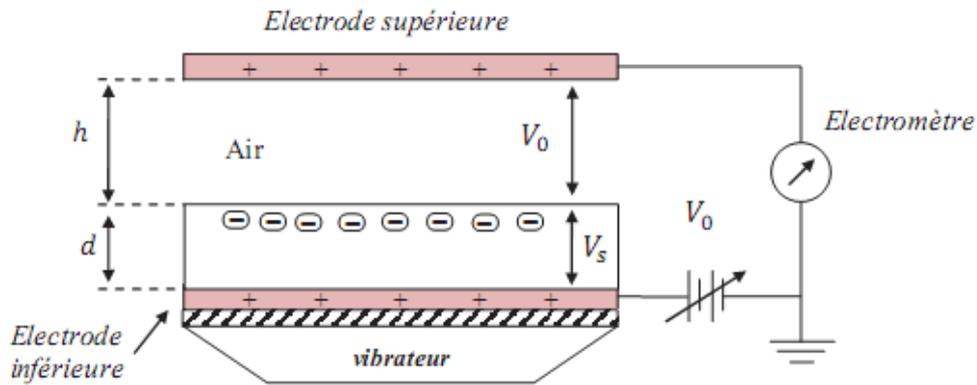


Figure III.14 : Principe de la méthode de compensation [45]

En pratique, il suffit d'éloigner l'électrode supérieure de la surface libre de l'électret suffisamment pour que l'épaisseur de l'échantillon soit négligeable devant l'intervalle d'air ($h \gg d$) et d'insérer un électromètre entre l'électrode supérieure et la masse. Puis nous ajustons la tension d'une source de tension continue variable, insérée entre l'électrode inférieure et la masse, pour qu'elle soit égale à celle indiquée par l'électromètre. Cette tension est la tension V_s aux bornes de l'électret et on dit que la tension V_0 est compensée par la source de tension continue, d'où l'appellation de cette méthode.

Ainsi, la densité surfacique totale de la charge sera calculée par l'expression (III.22). Cette méthode est simple et elle ne nécessite pas la mesure de l'intervalle d'air.

Pour améliorer la sensibilité du dispositif, illustré à la figure (III.14), on provoque des vibrations de l'électret à l'aide d'un vibrateur. Les vibrations provoqueront une variation de l'intervalle d'air et l'électromètre indiquera une composante alternative. Si la compensation de la tension V_0 est effectuée avec précision, par un ajustement adéquat de la source continue, alors la composante alternative sera éliminée [55].

III.3.3.2. Méthode à sonde capacitive

Cette méthode est utilisée pour caractériser un électret dont une face est libre et l'autre est métallisée ou en contact avec une électrode reliée à la masse. Dans ce cas, une sonde métallique est placée en parallèle avec la surface libre du diélectrique dont l'intervalle d'air est assez large. La sonde est reliée à l'électrode à travers un condensateur électrique de capacité très élevée que celle formée par la sonde et l'électrode. La figure (III.15) illustre le principe de la sonde capacitive dont un obturateur couvre la sonde métallique du champ de l'électret.

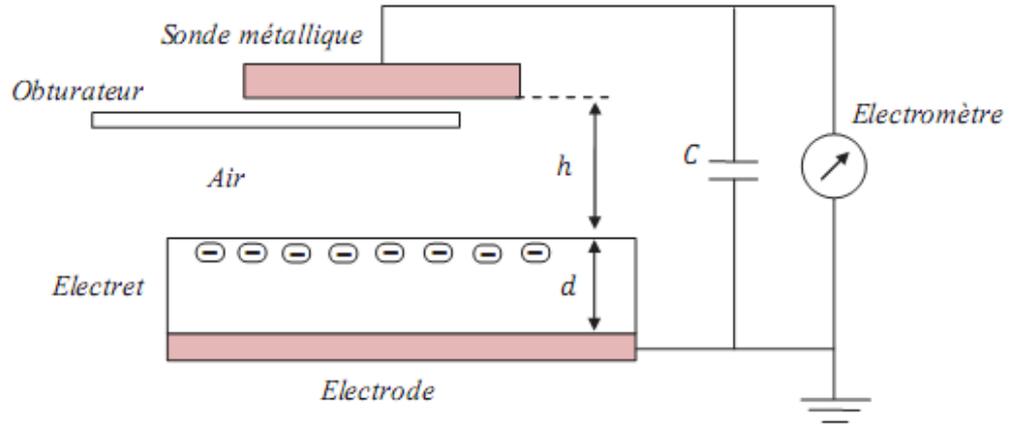


Figure III.15 : Principe de la sonde capacitive [45]

Lorsque l'obturateur est retiré, la sonde est exposée au champ créé par l'électret et des charges électriques s'écoulent vers la capacité en créant à ses bornes une tension, dont la valeur est indiquée par l'électromètre. Cette tension V est exprimée en fonction de la densité des charges induite au niveau de la sonde métallique σ_{sup} , sa surface A et la capacité C du condensateur :

$$V = -A \frac{\sigma_{sup}}{C} \quad (III.23)$$

Si la sonde peut être rendue assez petite, la distribution latérale de charge peut être déterminée par cette méthode de la sonde capacitive [55]. L'évaluation de la densité surfacique totale de charges σ_T peut être obtenue en introduisant la relation (III.15).

$$\sigma_T = -\frac{(\epsilon_r h + d)}{d} \sigma_{sup} \quad (III.24)$$

Cette densité surfacique totale de charges σ_T peut être exprimée en fonction de la tension indiquée par l'électromètre.

$$\sigma_T = -\frac{(\epsilon_r h + d) C V}{d A} \quad (III.25)$$

III.3.3.3. Sonde à induction

Lorsque la plaque sensible de la sonde à induction, présentée sur la figure (III.16), est exposée au champ électrique \vec{E} créé par des charges proches, une charge image apparaît et elle est recueillie au niveau du condensateur ayant une capacité C . La tension aux bornes de cette capacité est amplifiée et le signal est exploité afin de déterminer soit le champ électrique, soit la charge d'un isolant.

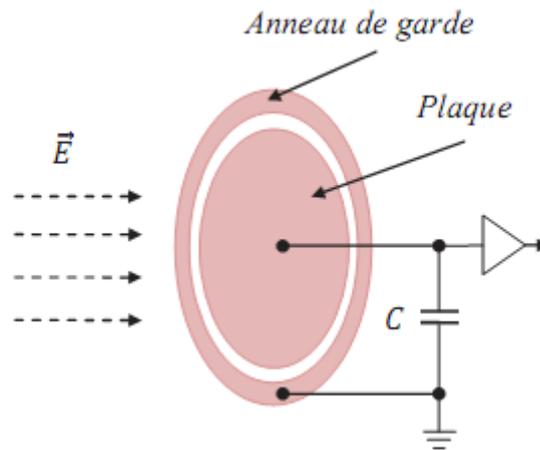


Figure III.16 : Sonde à induction [45]

La mesure du champ électrique peut servir à déterminer la charge d'une surface isolante. Cette mesure est aussi réalisable pour une plaque isolante n'ayant aucune face métallisée ou en absence d'une électrode de masse. La sonde à induction est aussi utilisée pour mesurer le champ électrique incident d'une seule face chargée, définie par la densité surfacique σ_s , ou dans le cas où les deux faces, supérieure et inférieure, de l'échantillon sont chargées et leurs densités surfaciques sont respectivement désignées par σ_{sup} et σ_{inf} .

La figure (III.17) montre le lien entre le champ incident et sa source, dont la charge des surfaces est uniforme, ϵ_0 désigne la permittivité du vide et ϵ_r est la permittivité relative de l'isolant. L'orientation du champ électrique suppose que $\sigma_s > 0$ et $\sigma_{sup} + \sigma_{inf} > 0$, et que la face de l'échantillon est assez large par rapport à son épaisseur [36].

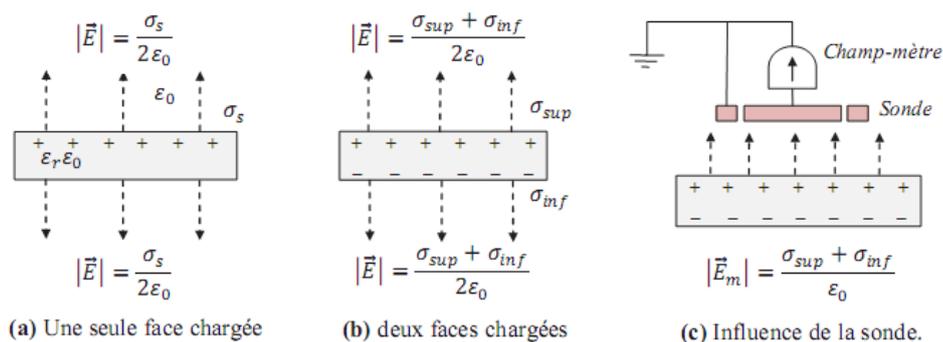


Figure III. 17 : Mesure du champ électrique en absence de l'électrode de masse [45]

Si un champ-mètre est introduit de telle façon que la surface sensible de la sonde soit perpendiculaire au champ électrique, alors la valeur du champ mesuré E_m est le double de celle du champ E définie en absence de la sonde, à cause de la charge induite au niveau de la sonde [73]. Une fois que le champ électrique est mesuré, la charge de l'échantillon peut être

immédiatement déterminée. En général, il faut veiller à ce que la surface de l'échantillon soit très grande par rapport à la surface de la sonde et aussi à sa planéité en réduisant assez la distance entre la sonde et l'échantillon de telle sorte que cette distance soit très faible devant le rayon de courbure de l'échantillon [73] [103].

L'anneau de garde est utile pour que la surface sensible reçoive un champ uniforme et au lieu qu'il soit relié à la masse, il peut être au même potentiel que la plaque détectrice en les reliant à l'aide d'un amplificateur de gain unitaire. Le champ-mètre peut être aussi un électromètre [73] [98] [104]. Nous intéressons particulièrement à la situation où une face du diélectrique est en contact avec une électrode reliée à la masse et l'autre surface est libre. La figure (III.18), illustre cette situation et son modèle capacitif en présence de la sonde à induction.

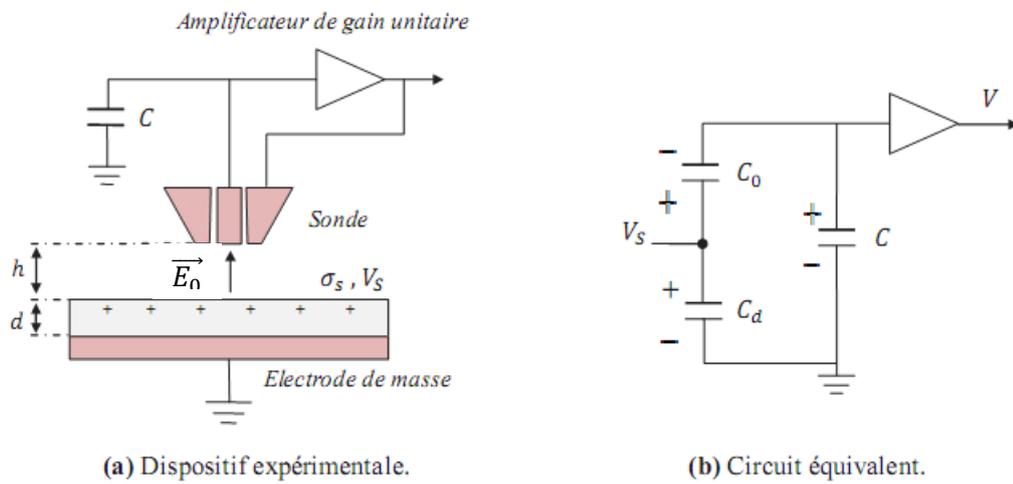


Figure III.18 : Modèle capacitif de la sonde à induction [45]

- C : la capacité du circuit extérieur (champ-mètre ou électromètre + câblage).
- C_0 : la capacité définie entre la face libre du diélectrique et la sonde.
- C_d : la capacité définie entre la face libre du diélectrique et l'électrode de masse.

La relation entre le potentiel de surface V_s et la tension V mesurée à l'aide de la sonde à induction est :

$$V_s = \frac{C_0 + C}{C_0} V \quad (III.26)$$

Sous la sonde, le champ électrique est supposé perpendiculaire à la surface de l'électrode détectrice et uniforme, alors :

$$E_n = \frac{|V_s + V|}{h} = \frac{C}{C_0} \frac{V}{h} \quad (III.27)$$

En introduisant l'expression de la capacité C_0 , définie entre la sonde et la face libre de l'isolant dont h est la distance entre eux, le champ électrique vu par la sonde sera en fonction de

la tension mesurée, la capacité C et la surface de l'électrode détectrice A . Par contre, ce champ dépend de l'épaisseur d du diélectrique et de la présence de l'électrode de masse à travers la tension mesurée V . L'expression du champ est explicitée par la relation suivante :

$$E_n = \frac{C}{\varepsilon_0 A} V \quad (\text{III.28})$$

Le numérateur de cette expression CV représente la charge totale Q vue par la sonde, et la densité de charge surfacique σ_s le long de la surface A de l'électrode détectrice est égale à cette charge divisée par la surface A . La condition standard à la limite, s'applique au niveau de la surface conductrice de la sonde, alors :

$$D_n = \varepsilon_0 E_n = \sigma_s \quad (\text{III.29})$$

Ceci est complètement en accord avec l'expression (III.28) du champ E_n et on peut la retrouver :

$$E_n = \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0} = \frac{Q/A}{\varepsilon_0} = \frac{CV}{\varepsilon_0 A} \quad (\text{III.30})$$

Ces résultats supposent que la distribution de la charge surfacique le long de la surface vue par la sonde est uniforme. La taille de la sonde est un facteur d'intensification du champ au niveau de sa surface, ceci peut affecter la distribution surfacique de la charge d'où l'importance de la géométrie de la sonde et la surface chargée du diélectrique. Cette méthode est simple et n'est pas coûteuse, mais elle est sensible à la présence des particules chargées et la mesure est affectée par la dérive de l'instrument à cause de l'amplificateur, même pour les électromètres de qualité. La sonde doit être étalonnée dans une région libre de tout champ électrique et l'utilisée dans un environnement propre. Cette technique est limitée pour faire des mesures pendant un temps prolongé de manière continue et surtout elle nécessite de refaire le zéro avant chaque mesure [46] [73] [98] [101] [103].

III.3.3.4 Moulin à champ

Le moulin à champ fonctionne sur le même principe que la sonde à induction, seulement un obturateur tournant, sous forme d'une ailette, permet de moduler le champ incident en obstruant par intermittence la plaque sensible. Cet instrument est plus performant, le problème de dérive inhérent aux sondes d'induction est contourné. Il permet une meilleure sensibilité et il n'est pas nécessaire de refaire le zéro à chaque mesure. La figure (III.19) présente les éléments principaux d'un moulin à champ, où l'ailette tournante est placée devant l'ailette sensible. Ainsi la modulation de la charge induite, obtenue par la modulation de la surface exposée au champ

incident, génère un signal alternatif proportionnel au champ, ainsi généré et amplifié à l'aide d'un système de détection synchrone. Cela évite les perturbations dues aux champs alternatifs non harmoniques de la fréquence de l'obturateur et les dérives lentes inhérentes aux amplificateurs pour tensions continues [46] [98] [100] [101] [104] [105]. L'abréviation PSD (phase-sensitive detection) désigne le détecteur synchrone en anglais.

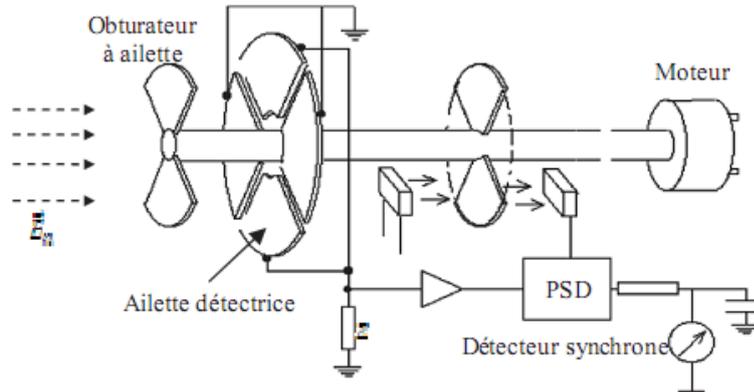


Figure III.19 : Schéma de principe d'un moulin à champ [45]

En introduisant la condition limite à la surface de l'ailette détectrice, le courant engendré par la variation de la charge induite Q à cause de la modulation de la surface A exposée au champ s'écrit :

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{d(\sigma_s A(t))}{dt} = \epsilon_0 E \frac{dA(t)}{dt} \quad (\text{III.31})$$

Supposant que la modulation de la surface A est définie par l'harmonique suivante :

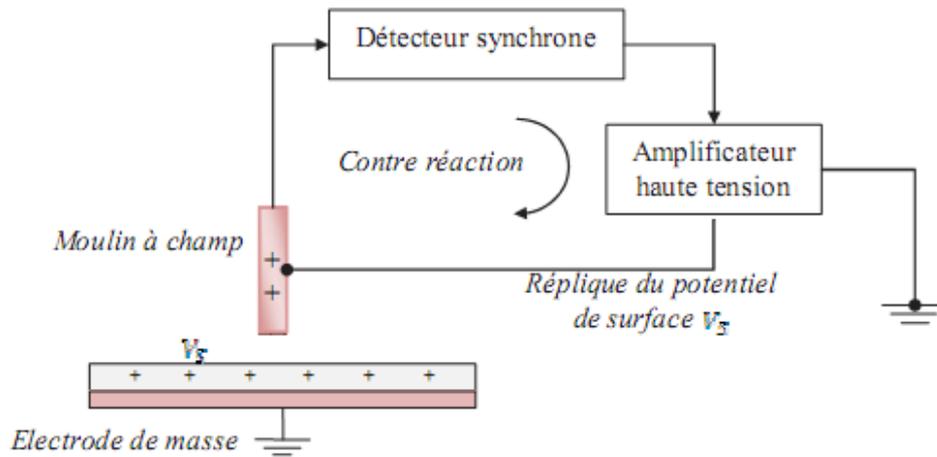
$$A(t) = A_0 \frac{1 + \sin(\omega t)}{2} \quad (\text{III.32})$$

Alors le pic de courant dépendra de l'intensité du champ incident et la fréquence de la modulation :

$$i_{pic} = \omega \epsilon_0 E \frac{A_0}{2} \quad (\text{III.33})$$

Le moulin à champ est exploité pour concevoir un voltmètre sans contact, il existe des versions commerciales. Le principe de voltmètre sans contact est présenté à la figure (III.20), c'est un moulin à champ miniature qui utilise une sonde dont l'armature n'est pas reliée à la masse. Le signal délivré par le détecteur synchrone est amplifié à l'aide d'un amplificateur haute tension. Ce dernier est connecté à l'armature de la sonde, ainsi une contre-réaction est réalisée et elle permet d'asservir le potentiel de la sonde jusqu'à ce que le champ incident approche le zéro.

Lorsque l'annulation du champ est obtenue, alors le potentiel de l'armature de la sonde est égal au potentiel de surface du diélectrique chargé. Cette technique introduit moins de perturbations et elle permet de suivre l'évolution du potentiel de surface [100] [104] [106].



FigureIII.20. Principe du voltmètre sans contact [45]

III.3.3.5. Sonde à condensateur vibrant

La sonde à condensateur vibrant est aussi connue sous le nom de la sonde capacitive de Kelvin. Elle est très utilisée pour la caractérisation non destructive des électrets par la mesure sans contact du potentiel de surface à long terme. Cette sonde à courant porteur alternatif permet de contourner les dérives de la sonde à induction. En effet, il est possible de transformer au préalable les tensions ou courants continus que l'on veut mesurer en tensions alternatives de façon à pouvoir utiliser des amplificateurs ordinaires à couplage par capacité ou par induction qui sont exempts de dérive. Le condensateur de conversion peut être en principe du type tournant ou du type vibrant. La sonde à condensateur vibrant offre une alternative attractive, malgré le rendement de conversion obtenu est faible, en raison de l'absence d'usure et d'entretien. Dans le condensateur vibrant, il n'y a plus besoin de contact glissant avec l'armature mobile [98] [101] [107] [108].

Pour effectuer cette conversion, un procédé utilisable est celui d'une modulation par variation de capacité, procédé purement électrostatique. Une sonde métallique vibre à l'aide d'un oscillateur mécanique au-dessus de la surface chargée d'un échantillon, où les déplacements de la plaque métallique sont perpendiculaires au champ électrique incident de la surface chargée. La figure suivante illustre ce principe de modulation :

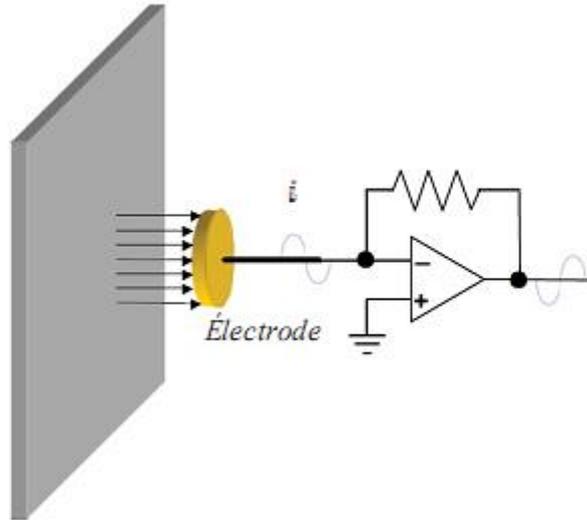


Figure III.21.Principe de modulation par variation de capacité [45]

Le signal détecté est l'intensité de courant électrique i induit par la vibration de la sonde dans le champ électrique créé par la différence du potentiel V_S de surface entre la sonde et l'échantillon [98] [109].

$$i = c \frac{dV_S}{dt} + V_S \frac{dc}{dt} \quad (\text{III.34})$$

Où C est la capacité du condensateur formé par la sonde et l'échantillon. Pour une modulation sinusoïdale, cette capacité est exprimée par la relation (III.35), où C_0 est la capacité moyenne et C_1 est l'amplitude des variations.

$$C = C_0 + C_1 \sin(\omega t) \quad (\text{III.35})$$

Pour une différence du potentiel de surface V_S entre la sonde et l'échantillon constant, l'expression (III.34) du courant se réduit à :

$$i = V_S \frac{dc}{dt} \quad (\text{III.36})$$

La mesure automatique de la différence du potentiel de surface V_S , est obtenue par ajustement du courant i à zéro, à l'aide d'un servomécanisme électronique pour l'annulation du champ électrostatique. Ceci nécessite que le potentiel de la sonde V_m soit au même potentiel de surface de l'échantillon car le courant n'est pas seulement fonction de l'amplitude et de la fréquence des vibrations, mais il dépend de la différence de potentiel ($V_S - V_m$).

$$i = (V_S - V_m) \frac{dc}{dt} = 0 \quad (\text{III.37})$$

Considérons les deux situations de la figure ci-dessous, où une sonde à condensateur vibrant est utilisée. Dans la situation (a) l'électrode cible est reliée à un potentiel V_S , ainsi le

signal généré par vibration de la sonde est désigné par V_1 dont le sens est choisi arbitrairement. Par contre, dans la situation (b) où la sonde qui est sous un potentiel V_m , le signal généré est de sens opposé que celui de la situation (a). Lorsque la mesure du potentiel de surface d'une cible est effectuée à l'aide de cette sonde, la contre réaction du servomécanisme électronique asservi le potentiel de la sonde V_m au potentiel de surface de la cible V_S , ainsi le signal de sortie est proche de zéro du fait que le champ électrique \vec{E} résultant est nul.

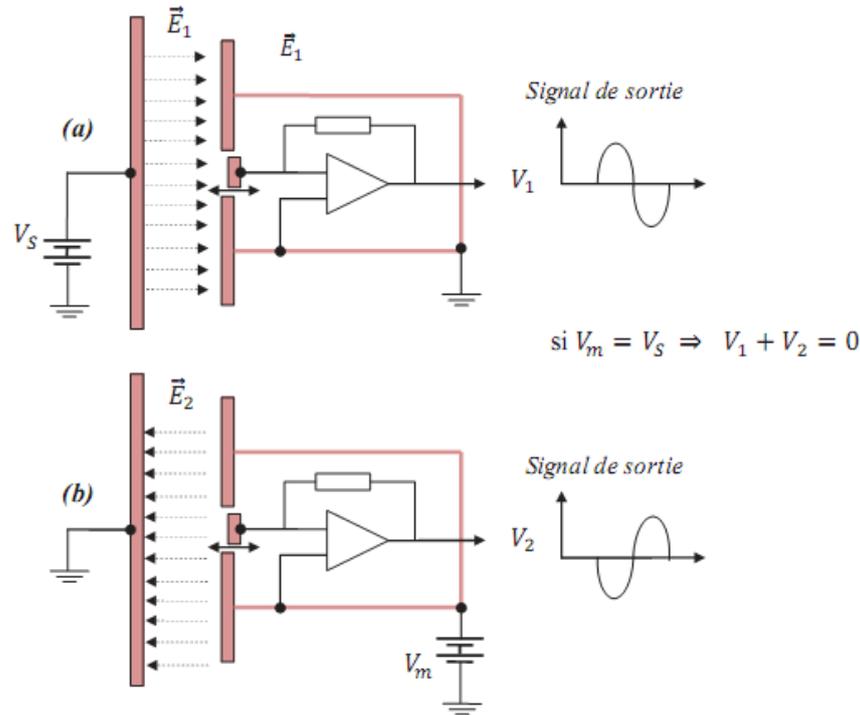


Figure III.22 : Principe de mesure du potentiel de surface à l'aide de la sonde à condensateur vibrant [45]

III.4. Conclusion

Depuis les années soixante-dix, plusieurs méthodes expérimentales ont été utilisées pour créer les charges électrostatiques sur la surface des isolants. Ce chapitre résume un peu les méthodes les plus utilisées par les électrotechniciens, à savoir l'effet tribo-électrique, le rouleau électrostatique, et la décharge couronne.

Nous avons donné quelques notions de base pour la modélisation des isolants chargés. Et, on a présenté les deux configurations (la mesure de courant en circuit fermé, facile à utiliser parce que le diélectrique est en contact direct avec les électrodes et porté à un seul potentiel, et la mesure de potentiel en circuit ouvert sur laquelle on a jeté notre dévolu dans la partie expérimentale), utilisées pour l'étude de la réponse des isolants solides à la charge d'espace. Nous avons aussi évoqué le principe de fonctionnement des dispositifs de mesure utilisés dans l'évaluation des charges déposées.

IV. Partie expérimentale :

L'installation expérimentale, sur laquelle l'ensemble des mesures électrostatiques sont réalisées, est constituée de deux postes : poste de charge, poste de mesure du potentiel de surface. La figure (IV.1) illustre l'ensemble de ces postes ainsi que les instruments utilisés. Sur le premier poste, la charge de la surface libre du matériau est obtenue en l'exposant durant deux, dix, vingt et trente secondes à une décharge couronne générée dans une configuration d'électrodes dite « triode ». L'avantage principal de cette configuration est dû à la présence de la grille reliée à la terre via une résistance. Cette électrode grille permet de contrôler le potentiel initial de la surface, et par conséquent, le dépôt initial des charges électriques, dont l'évolution de son état de charge en dépend.

Après avoir été chargé, le matériau est transféré, à l'aide du transporteur à bande, vers le poste de mesures sans contact du potentiel de surface et du champ électrique. Le temps de transfert, entre la fin de la décharge couronne et le début de la mesure, est de deux à trois secondes. L'utilisation de l'électromètre, dans les postes de mesures, a permis l'interfaçage des appareils de mesures avec l'ordinateur pour réaliser l'acquisition des données à l'aide d'un instrument virtuel développé sous l'environnement LabView.



Figure IV.1 : photographie générale du dispositif expérimental de dépôt de charge, de mesure et d'acquisition de données.

L'approche expérimentale adoptée dans cette étude repose sur la méthode du déclin de potentiel de surface (DPS). Celle-ci consiste à suivre en fonction du temps l'évolution du potentiel de surface de l'échantillon préalablement chargé et laissé libre.

IV.1 Poste de charge

Le dispositif de charge par décharge couronne est illustré sur la figure(IV.2). Le contrôle du potentiel de la surface est réalisé avec une grille conductrice, portée à un potentiel bien établi, et insérée entre l'électrode couronne et la surface libre du matériau afin d'améliorer le dépôt de charges électriques [77]. Cette configuration d'électrodes est appelée « triode de charge ». Ce dispositif de charge se distingue par l'utilisation d'une certaine classe d'électrodes couronne dite de type « duale ».

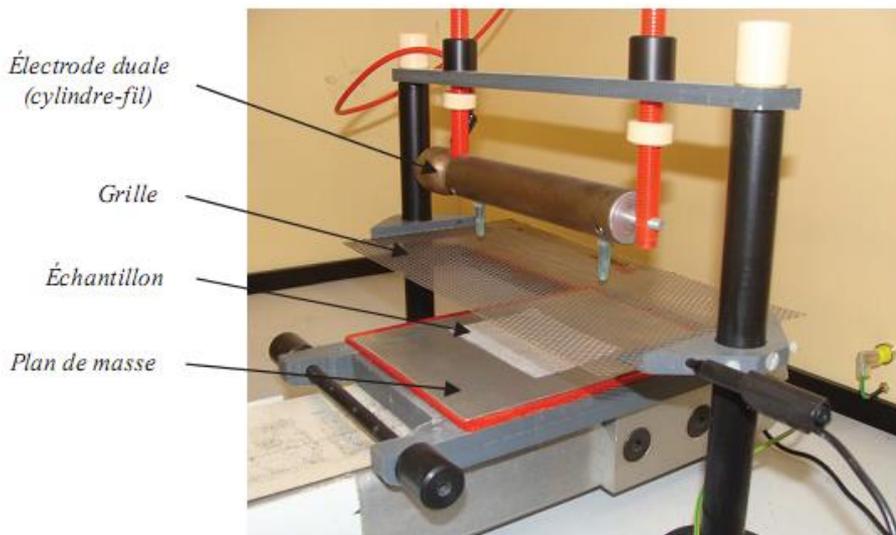


Figure IV.2 : Dispositif de charge par décharge couronne.

La figure (IV.3) regroupe des caractéristiques générales de ce poste de charge, à savoir le schéma d'alimentation et les caractéristiques géométriques.

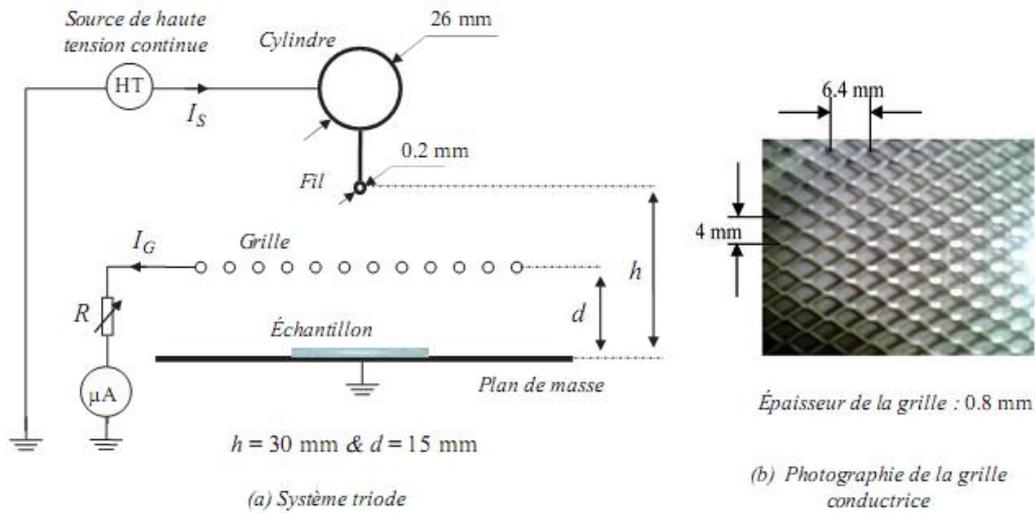


Figure IV.3 : Caractéristiques générales du système triode de charge. [45]

L'électrode duale est composée d'un fil en acier inoxydable, ayant un rayon de 0.1 mm, relié à un cylindre métallique ayant un diamètre de 26 mm. L'ensemble est porté à un potentiel continu de polarité positive ou négative, fournie par une alimentation de haute tension via un amplificateur dont la tension de sortie est multipliée par trois.

L'électrode grille est placée au milieu, entre le fil de l'électrode duale et l'électrode plane reliée à la terre. La grille étant reliée à la terre via une résistance électrique variable, son potentiel V_G dépend de cette résistance et de la décharge couronne qui est la source du courant I_G qui s'écoule à travers cette grille. Le potentiel de la grille est donné par l'équation suivante :

$$V_G = RI_G \quad (IV.1)$$

Afin de contrôler le dépôt de charges à un potentiel de surface désiré, nous agissons sur la résistance variable qui fixe le potentiel de la grille. Celui-ci est égal à la chute de tension aux bornes de cette résistance. La variation de la résistance est obtenue par l'association de résistances de l'ordre de $M\Omega$.

IV.2. Poste de mesure du déclin de potentiel de surface

Une fois l'échantillon de média fibreux non-tissé en fibre de Polypropylène (120mm×90mm×0.33mm), est chargé par décharge couronne, il est transféré vers l'autre poste dédié à la mesure du potentiel de surface par le chariot. La figure (IV.4) illustre le principe de mesure sans contact du potentiel de surface.

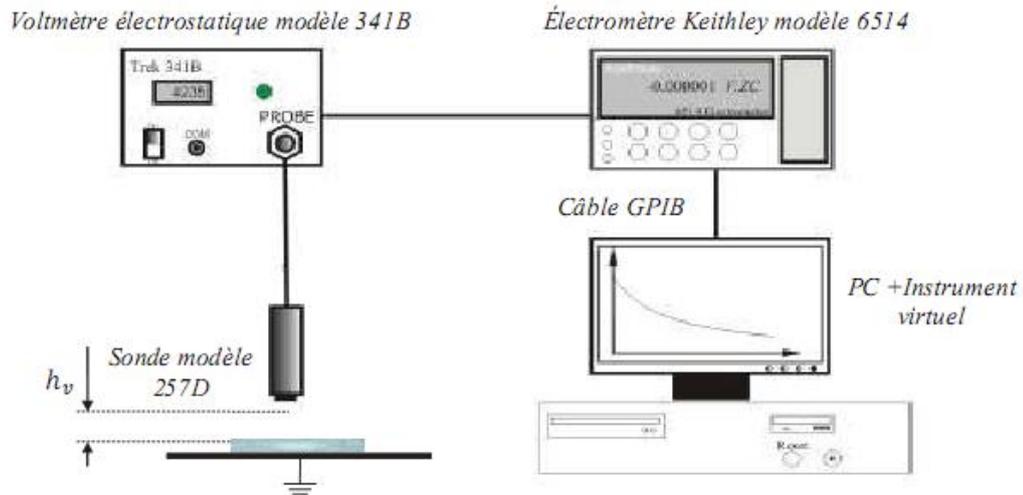


Figure IV.4 : Poste de mesure du déclin de potentiel de surface DPS [45].

L'échantillon passe entièrement sans contact sous la sonde électrostatique à condensateur vibrant (sonde de Kelvin) qui est connectée à un voltmètre électrostatique de type Trek, modèle 341B. La sonde électrostatique à condensateur vibrant se trouve à une distance de $h_v = 3 \text{ mm}$ au-dessus de la surface libre de l'échantillon. Cependant le passage de l'échantillon sous la sonde se fait, celle-ci mesure le potentiel de surface du média non tissé, elle donne cinq mesures par seconde. L'évolution du potentiel de surface est illustré sur la figure (IV.5), Elle donne une valeur maximale du potentiel de surface a un point milieu de l'échantillon ensuite il diminue.

Pour la mesure du déclin de potentiel de surface (DPS), on fait revenir le chariot de telle sorte à avoir la sonde au milieu de l'échantillon testé, ensuite on le laisse pendant six cents secondes dans cette position. L'acquisition et l'enregistrement des données expérimentales sur ordinateur sont gérés par un instrument virtuel développé sous l'environnement LabView. Un électromètre numérique Keithley modèle 6514, étant branché au voltmètre électrostatique, communique avec l'instrument virtuel implanté sur ordinateur à l'aide d'un bus GPIB de la norme IEEE 488.

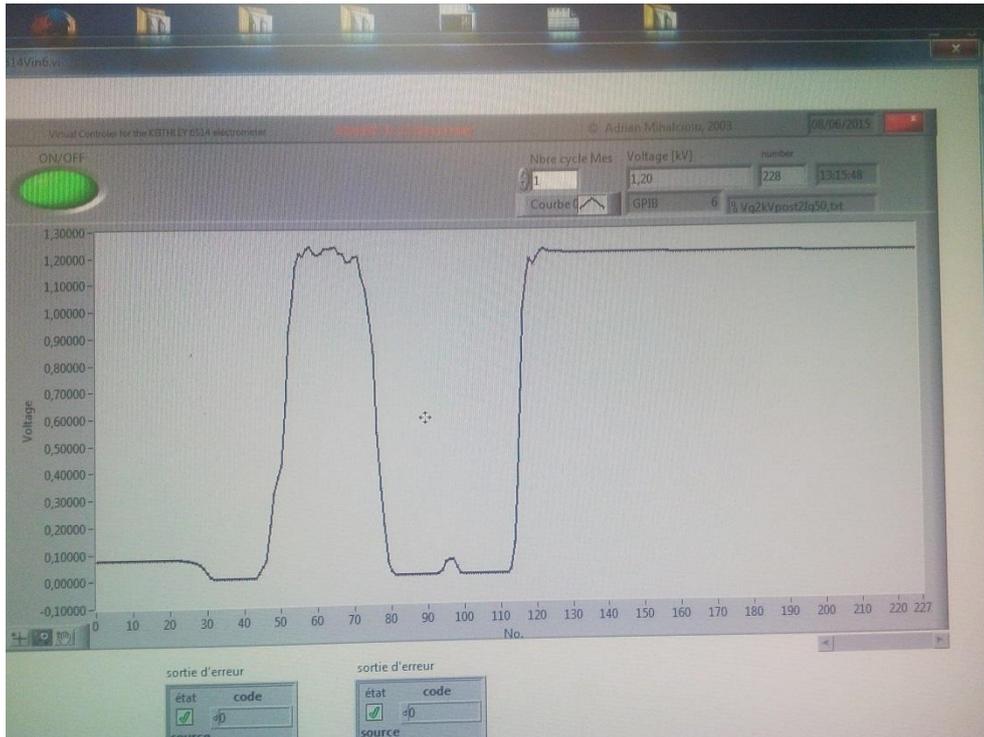
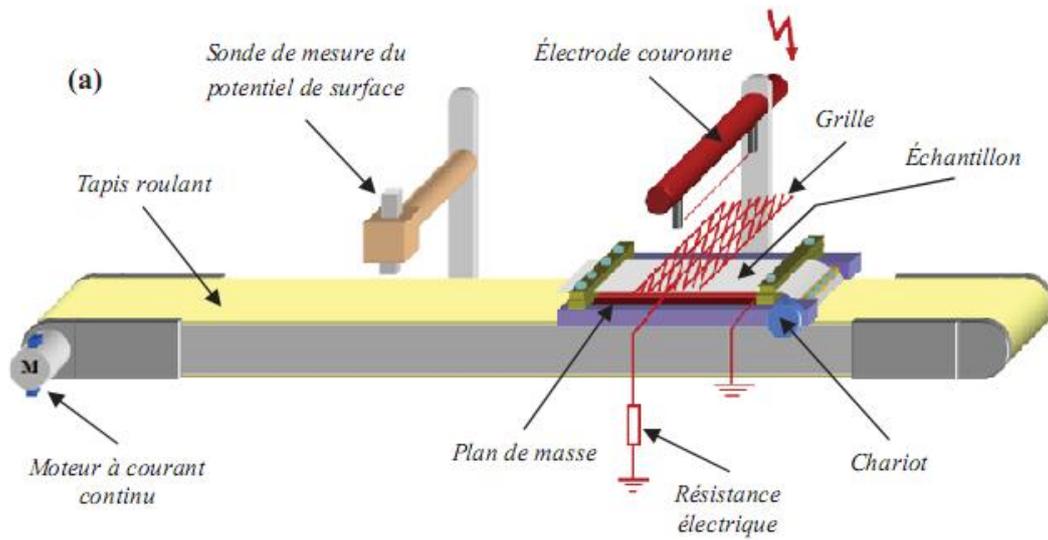


Figure IV.5 : Courbe du Potentiel de Surface visualisée sur le panneau frontal de l'instrument virtuel.

Le dispositif de mesure sur la figure(IV.6), permet la caractérisation des médias fibreux non tissés chargés par décharge couronne, en utilisant principalement la mesure sans contact du potentiel de surface. Il s'agit là d'une configuration très courante dans les études du déclin de potentiel où l'une des surfaces de l'isolant est chargée puis laissée libre.

Les résultats utilisés dans ce chapitre sont obtenus, en polarité positive, sur un échantillon de média fibreux non tissé dans les conditions de température et d'humidité relative (24 °C, 53%), (23 °C, 59%) à ramener aux conditions normales. le dépôt de charges se fait sur une seule face de l'échantillon.

Le média fibreux non-tissé en Polypropylène (120mm×90mm×0.33mm), en contact avec une plaque métallique liée à la terre, est porté par un chariot solidaire à un tapis roulant, qui se déplace pour transférer l'échantillon une fois qu'il est soumis à une décharge couronne vers le poste de mesure. Un moteur électrique à courant continu entraîne le tapis à une vitesse réglable (3cm/s). Le positionnement de l'échantillon sous l'électrode couronne et sous la sonde est réalisé à l'aide d'une commande électromécanique.



(b)



Figure IV.6 : Banc d'essai de dépôt et de mesures des charges électriques sur la surface du media fibreux en polypropylène. (a) : Schéma du dispositif, (b) : Photographie du dispositif.

IV.3. Résultats et leur interprétation :

IV.3.1.influence du potentiel de la grille sur la distribution du potentiel de surface pour deux intensités de courant de décharge I_G :

Sur la figure (IV.7). Pour une exposition de $T_c = 2s$, on voit que l'échantillon n'a pas atteint la saturation pour un potentiel de grille $V_G = 800V$, la forme parabolique des courbes du potentiel de surface indique qu'on peut encore charger la surface d'échantillon. La surface occupée par la charge déposée est représentée par la largeur des courbes. Pour des courants de grille $I_G = 10\mu A$ et $I_G = 50\mu A$ on remarque que les charges électriques occupent une surface plus grande pour un courant de grille de $50\mu A$ que pour $10\mu A$. l'augmentation de courant de grille I_G est proportionnelle à la quantité de charges déposée.

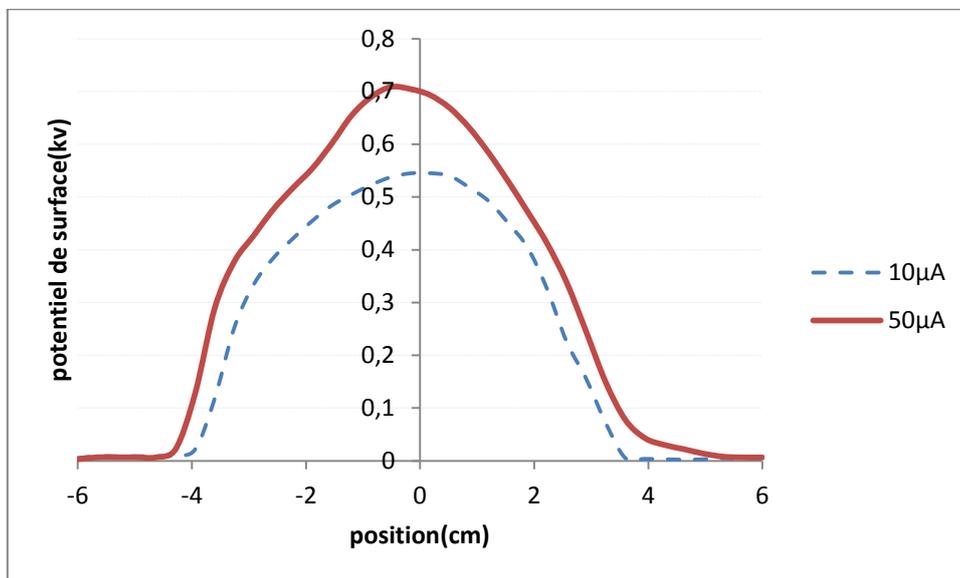


Figure IV.7. Profil du Potentiel de surface pour $V_G = 800V$, $T_c = 2s$;

Sur la figure (IV.8.) on remarque que pour un potentiel de grille $V_G = 2kV$ et un temps d'exposition de $T_c = 2s$, l'échantillon atteint sa saturation. Le potentiel de surface pour un courant de grille $I_G = 50\mu A$ diminue rapidement que celui pour $I_G = 10\mu A$, ceci peut s'expliquer par l'injection de charges dans le volume de média fibreux dû à l'importance de la charge déposée, ou les charges s'infiltrent dans l'échantillon poreux et y restent piégées, et même de traverser tout l'épaisseur de l'échantillon pour atteindre l'électrode (plan) et s'écouler vers la terre.

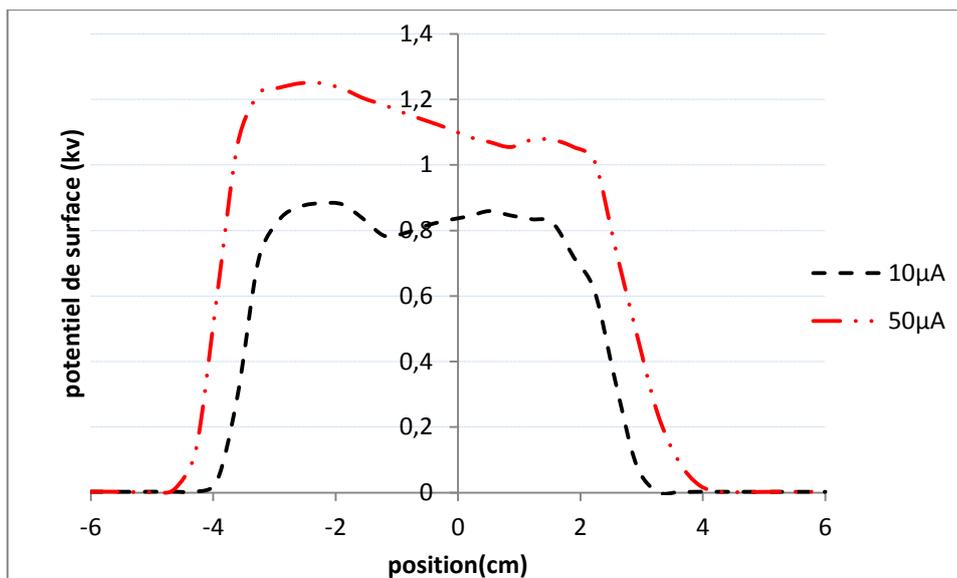


Figure IV.8. Profil du Potentiel de surface pour $V_G = 2kV$, $T_c = 2s$;

Dans la figure (IV.9), le potentiel de surface pour les courants de grille $I_G = 100\mu A$ et $I_G = 50\mu A$ est presque le même pour un potentiel de grille $V_G = 3kV$ et un temps d'exposition à la décharge couronne $T_c = 2s$. Alors, là en voit que la charge déposée occupe une surface importante pour un $I_G = 100\mu A$. Dans cette figure, on peut dire que le phénomène d'injection de charges commence avant l'interruption de dépôt de charges pour un courant de grille $I_G = 100\mu A$ au niveau de l'échantillon, ce qui explique l'intersection des deux courbes du potentiel de surface pour les deux courants de grille ($I_G = 100\mu A$, $I_G = 50\mu A$).

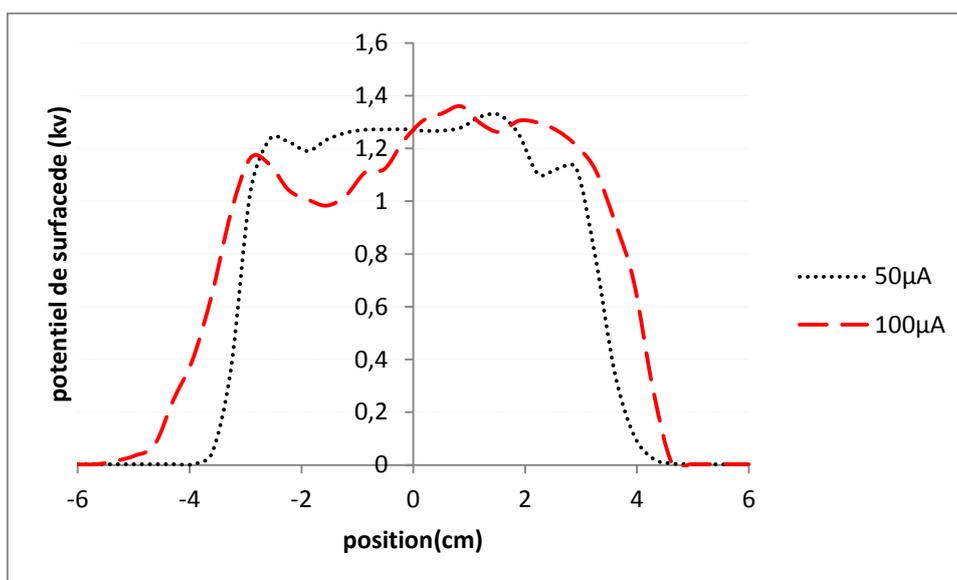


Figure IV.9. Profil du potentiel de surface pour $V_G = 3kV$, $T_c = 2s$;

Pour $V_G = 4kV$ et $T_c = 2s$ sur la figure (IV.10), on voit que la surface de l'échantillon est entièrement occupée par la charge déposée pour un courant de grille $I_G = 100\mu A$. On a presque les mêmes courbes que celle de la figure (IV.9), l'échantillon est largement saturé, injection de charges dans le matériau fibreux.

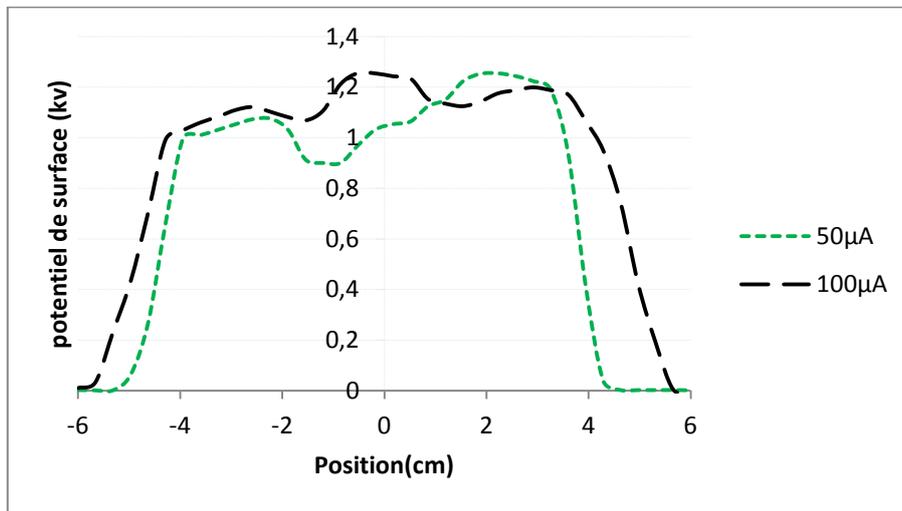


Figure IV.10. Profil du potentiel de surface pour $V_G = 4kV$, $T_c = 2s$;

IV.3.2. Influence du temps de charge T_C sur le déclin du potentiel de surface :

Sur La figure (IV.11), on voit que, pour un courant de grille ($I_G = 100\mu A$) et un potentiel de $V_G=1,5$ kV, le potentiel de surface décline plus vite lorsque l'échantillon est soumis au dépôt de charges pendant les durées, 10S et 30S dû à l'Injection de charges dans le volume de média fibreux. Pour une exposition de deux secondes, celui-ci ne décline que légèrement.

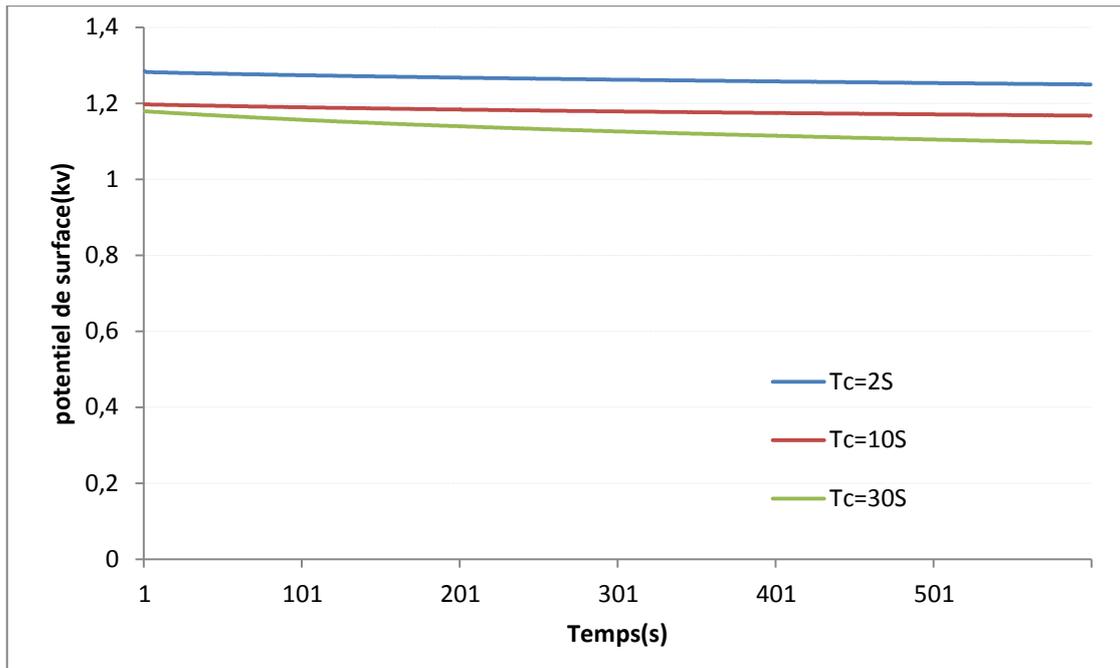


Figure. IV.11. courbes du DPS pour différents temps de chargement, avec $V_G=1,5$ kV, $I_G = 100\mu A$

Pour un courant de grille ($I_G = 100\mu A$) sur la figure (IV.12), la charge déposée sur l'échantillon est très importante, on voit que le potentiel de surface dépasse légèrement le potentiel imposé par la grille pour une durée de trente secondes (30s), cela est dû à l'importance de la charge déposée et son non-injection dans le matériau fibreux, qui n'a pas atteint encore la saturation pour un potentiel de grille $V_G=1kV$ et un courant maximal de la grille ($I_G = 100\mu A$).

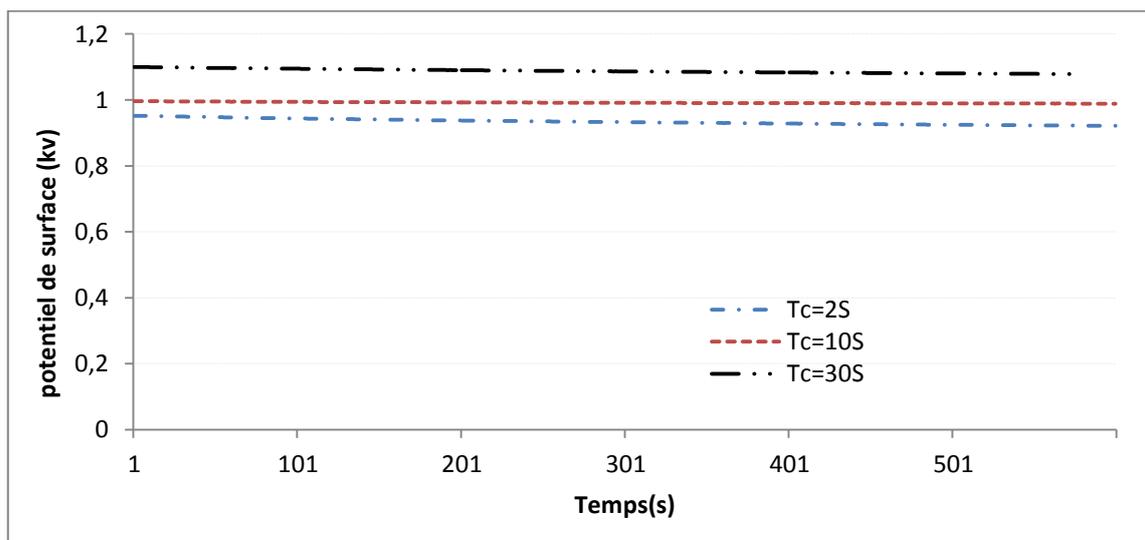


Figure IV.12. Courbes du Déclin de potentiel pour différents temps de chargement, avec $V_G=1kV$, $I_G=100\mu A$.

IV.3.3. Influence du potentiel de grille sur le potentiel de surface :

L'augmentation du potentiel de la grille V_G fait augmenter le potentiel de surface au niveau de l'échantillon. La figure (IV.13) illustre cette augmentation pour un courant du grille de ($I_G = 10\mu A$) sans la saturation de l'échantillon. Il y a aucune injection de charges dans le matériau, pendant un temps d'exposition de deux secondes (2 s).

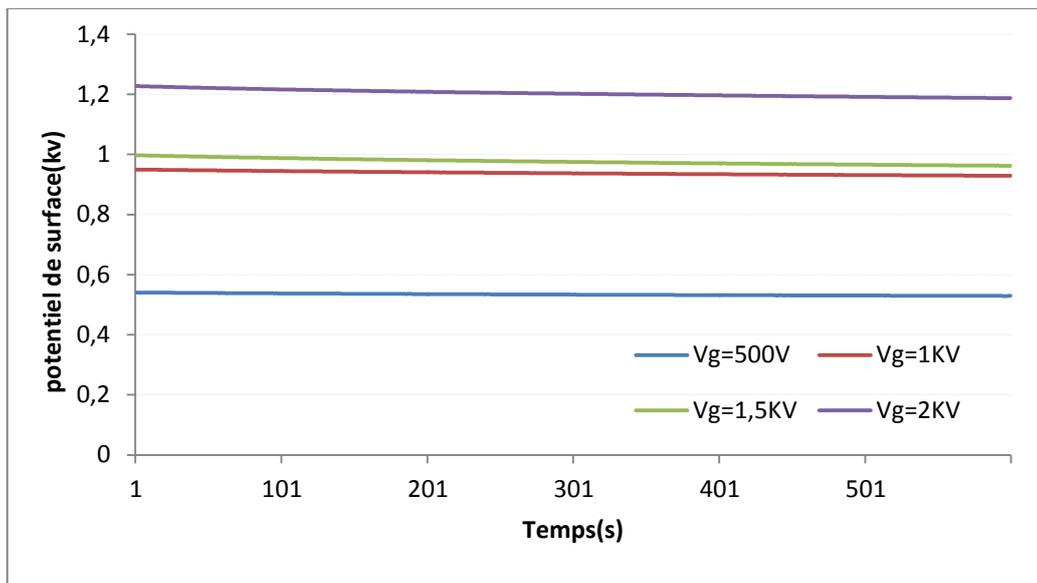


Figure. IV.13. courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=10\mu A$ et à $T_C = 2s$.

Sur la figure (IV.14) pour un temps d'exposition de trente secondes (30s) à la décharge couronne, on voit un croisement des courbes du déclin de potentiel pour ($V_G = 1,5$ et 2 kV). Cela est dû à la rapidité de dissipation de la charge sur la surface de média fibreux, par injection de charges dans le matériau. Ce phénomène de croisement s'appelle le cross-over.

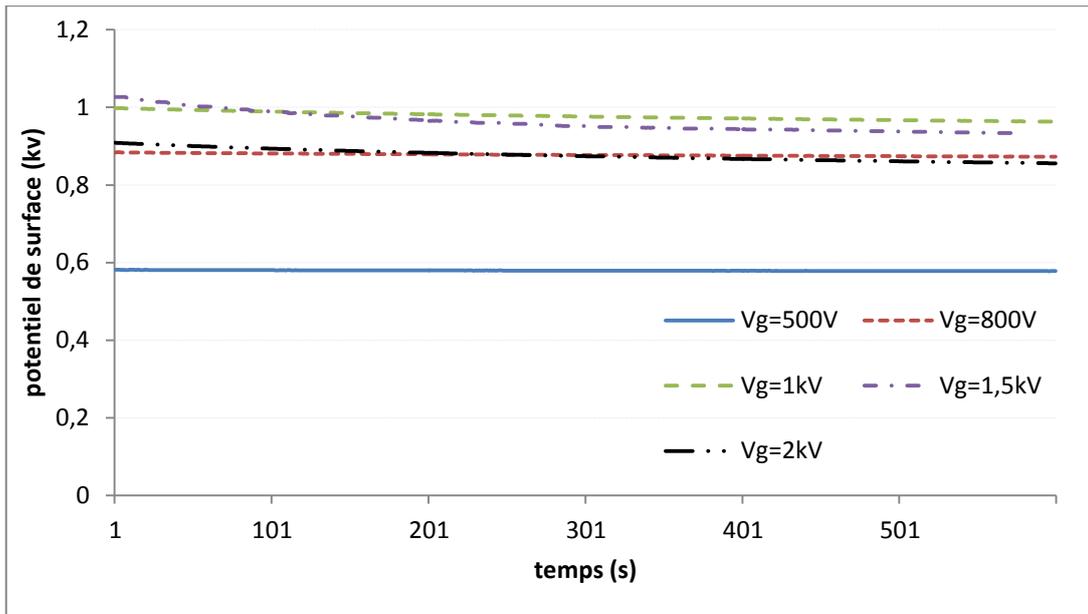


Figure. IV.14. courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=10\mu A$ et $T_C = 30s$.

Pour un courant du grille de ($I_G = 50\mu A$) et un temps d'exposition de deux secondes (2s), on voit que le potentiel de surface pour un potentiel de grille $> 1,5kV$, est inférieur à celui de $V_G = 1,5kV$, à cause de l'importance de la charge lors de l'augmentation du potentiel de grille qui accélère leur déclin de potentiel.

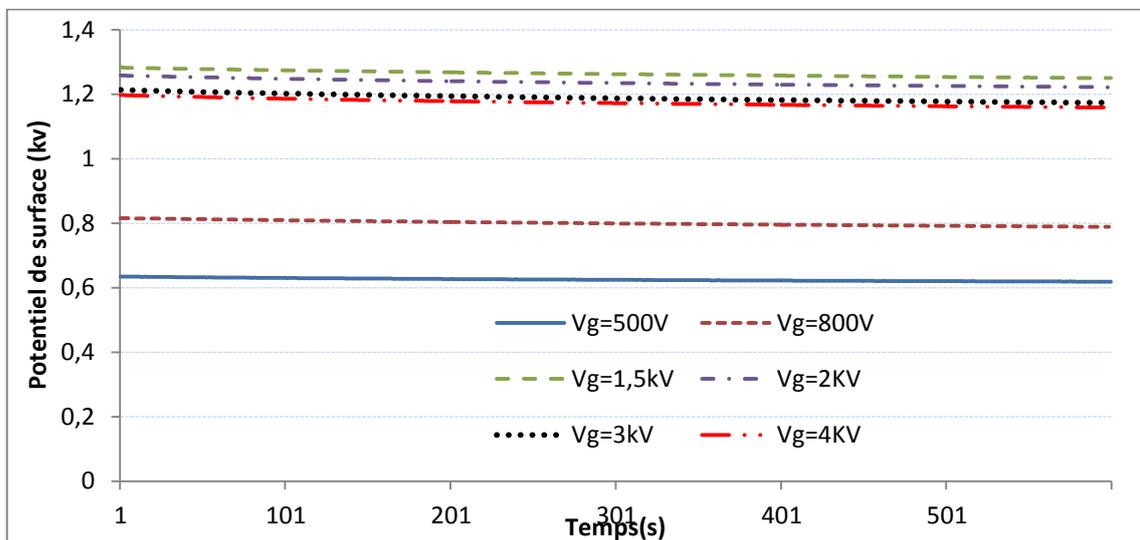


Figure. IV.15. Déclin du potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_C = 2s$.

Pour un temps d'exposition de deux secondes, et un courant $I_G = 100\mu A$, on remarque que le potentiel de surface pour un potentiel de grille $V_G = 4kV$ est inférieur à celui de $V_G = 3kV$ qui décline plus rapidement. Et aussi un croisement de courbes du déclin de potentiel pour $V_G = 1kV$ et $V_G = 1,5kV$ figure(IV.16).

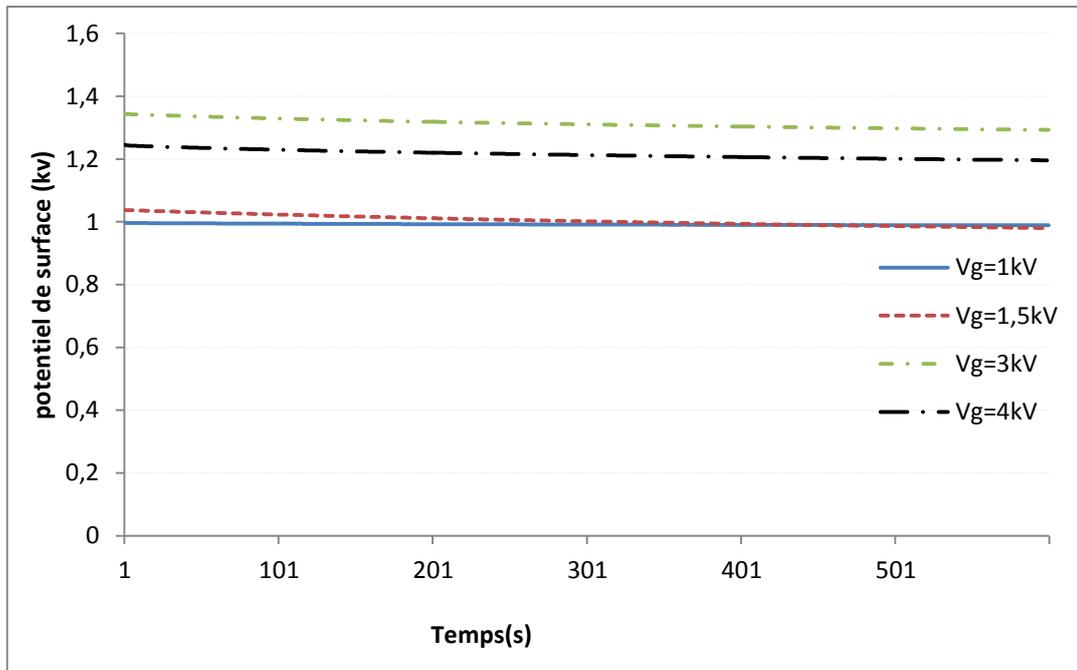


Figure. IV.16. courbes du Déclin de potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=100\mu A$ et à $T_C = 2s$.

Sur la Figure (IV.17), on voit que le potentiel de surface décline plus vite pour un potentiel de grille $V_G > 1,5kV$.

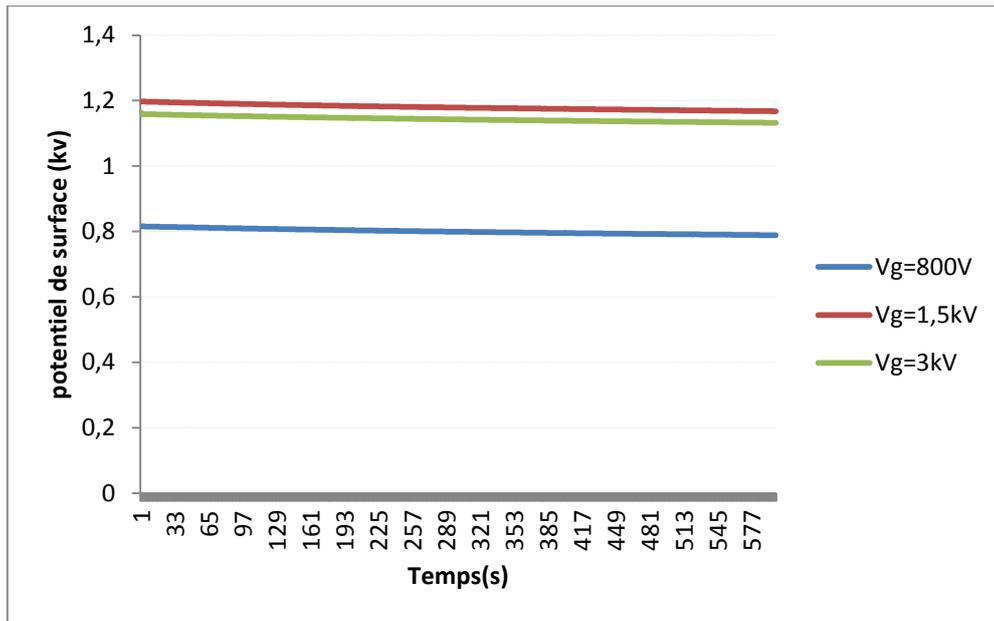


Figure. IV.17. Déclin du potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_C = 10s$.

La Figure(IV.18) montre le cross-over pour un potentiel de grille $V_G > 2kV$, dû à l'importance de la charge déposée pendant une durée de trente secondes qui se dissipe plus rapidement, dû à l'injection de charges dans le matériaux poreux.

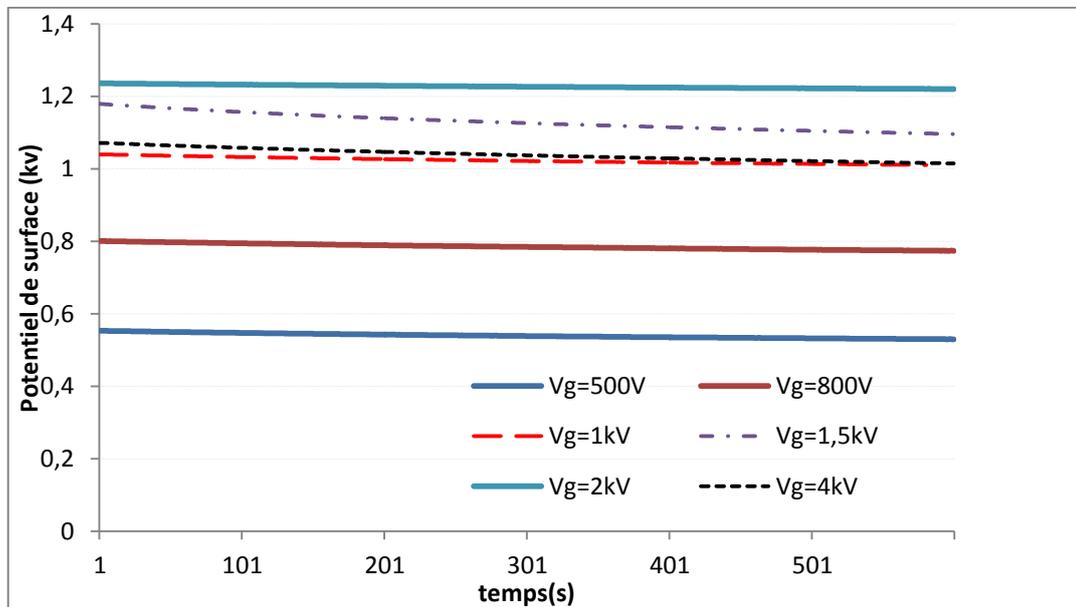


Figure. IV.18. Déclin du potentiel de surface pour différents potentiels de grille V_G , $I_G=50\mu A$ et à $T_C = 30s$.

IV.4. Conclusion

Le potentiel de surface est influencé par plusieurs facteurs, à savoir le potentiel de la grille, le temps d'exposition de l'échantillon à la décharge couronne et le courant de décharge I_G traversant la grille. L'augmentation du potentiel de grille fait augmenter le potentiel à la surface de l'échantillon, mais au-delà d'une certaine valeur du potentiel de grille ($V_G = 1,5kV$), le déclin de potentiel est très rapide, caractérisé par la présence des cross-over. Plus le temps d'exposition de l'échantillon à la décharge est long, plus le potentiel de surface augmente jusqu'à la saturation de l'échantillon. L'augmentation de courant de grille, augmente la quantité de charges sur la surface de diélectrique fibreux caractérisé par une plus large surface chargée. Plusieurs phénomènes physiques interviennent dans le déclin du potentiel de surface. Le phénomène d'injection de charge qui peut s'effectuer au niveau des interfaces, air-surface libre et diélectrique-électrode de masse. La charge déposée, lorsqu'elle est importante, elle exerce une pression électrostatique qui conduit à une compression et une relaxation mécanique induisant une charge piézoélectrique, qui peut avoir une influence sur le potentiel de surface.

Conclusion générale

Ce travail est consacré à l'étude des médias fibreux non tissé dans le but de comprendre le comportement de ces diélectriques vis à vis des charges électriques déposées en surface et de démontrer leurs intérêts d'être exploiter dans pas mal de domaines d'application. La mesure du potentiel de surface est un outil efficace pour évaluer la réponse des matériaux fibreux à la charge d'espace. Son évaluation est faite par la mesure sans contact du déclin de potentiel de surface.

Très peu de moyen aujourd'hui permettent d'étudié la répartition des charges sur la surface des isolant. Notre travail dans la partie expérimentale, consiste à mesurer le potentiel de surface de média fibreux en utilisant le dispositif de dépôt de charge par la décharge couronne, celle-ci, étant le moyen le plus simple et fiable nous a permis le contrôle de la charge déposée en insérant une grille métallique entre les électrodes dissymétriques (électrode dual-plan) au milieu. Ce système triode nous a permis d'imposer certains facteurs influençant le potentiel de surface, à savoir le potentiel de la grille qui nous a aidé à voir et à comprendre l'aptitude des médias fibreux à stocker la charge et leur tendance à atteindre la saturation pour des potentiels de grille élevés, mais aussi, l'influence du temps d'exposition à la décharge couronne.

Il s'est avéré par la suite, d'après les résultats qu'on a obtenus que l'augmentation du potentiel de grille fait augmenter le potentiel à la surface de l'échantillon mais au-delà d'une certaine valeur de potentiel de grille le déclin de potentiel est caractérisé par l'apparition d'un phénomène appelé Le cross-over qui est généralement attribué à une injection de charges dans le matériau.

Le champ appliqué par les charges déposées en surface crée un phénomène de polarisation dipolaire, par l'orientation des dipôles déjà existant ou une polarisation inter-faciale par la migration des charges vers les interfaces. Ceci provoque l'apparition d'une charge en surface, de signe opposé par phénomène d'influence totale. La charge déposée en surface peut être neutralisée par les porteurs libres provenant de l'atmosphère environnant le matériau, ou aussi traverser l'interface et pénétrer dans le volume pour engendrer un phénomène d'injection. Ce dernier mécanisme dépend fortement du champ électrique appliqué. La conduction surfacique est une autre cause du déclin de potentiel en surface

Dans la suite de ce projet et afin d'améliorer la compréhension de ces phénomènes il serait judicieux de procéder à l'étude de déclin de potentiel de surface de ces média fibreux lorsque l'échantillon est soumis à des contraintes extérieures plus ardues telle que dans des milieux à températures élevées ou on procédant au mouillage de l'échantillon. Cela apportera des éclaircissements plus précis sur le comportement de ces isolants à la charge d'espace déposée. Mais aussi, la modélisation numérique des processus d'accumulation et de dissipation de charges dans les médias fibreux, pour simuler la dynamique de la charge à la surface et à l'intérieur des fibres permettra d'améliorer et de mieux synthétiser les isolants du futur.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P. Molinié, « Comment modéliser un isolant en électrostatique? Approches classiques et modernes d'un problème complexe. », 5ème Congrès de la Société Française d'Electrostatique, Grenoble, France, 2006.
- [2] R. S. Blacker, A. W. Birley, « Electrostatic Charge Occurrence, Significance and Measurement », Polymer Testing Vol.10, pp.241-262, 1991.
- [3] R. CHALLANDE Mesure et élimination de l'électricité statique nuisible Eyrolles, Gauthier-Villars, 1973.
- [4] P. Molinié, P. Liovera, « Surface potential measurements : Implementation and interpretation, Dielectric Materials, Measurements and Applications, Conference Publication No 473, IEE (2000), pp. 253-258.
- [5] Alyen. Abahazem «Études expérimentales des décharges couronnes pour la dépollution des gaz». Thèse de doctorat, l'université de Toulouse III – Paul Sabatier Décembre 2009.
- [6] M. Moisan et J. Pelletier «Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges hautes fréquences». EDP, sciences 2006.
- [7] Alexandre. Labergue «Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneur plasma-application au contrôle de décollements d'écoulement ». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, novembre 2005.
- [8] Flavien. Coliatene «Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique». Thèse de doctorat de l'université de Toulouse III – Paul Sabatier, le 5 janvier 2009.
- [9] Flitti A, "Modélisation numérique 1.5D et 2D de la propagation d'une décharge filamentaire haute pression", Thèse de Doctorat en Sciences de Faculté de Génie Electrique, Département d'Electrotechnique, Université des Sciences et de la Technologie Mohammed Boudiaf Oran, Janvier 2008.
- [10] Raiser Y. P., "Gas discharge physics", Springer Verlag, 1991.
- [11] Ducasse O., " Modélisation électrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz", thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, 2006.
- [12] Hamoumeche. K «Étude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan». Thèse de magister, UMMTO, décembre 2009.
- [13] F. Bitam-Megherbi «Étude d'une isolation combinée huile/papier isolant : Approche non destructive». Thèse de doctorat d'état en électrotechnique. UMM, T-O, décembre 2007.
- [14] Julien. Jarrige «Étude expérimentale des décharges électriques impulsionnelles. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface». Thèse de doctorat de l'université de Rouen, février 2008.

- [15] : Bourek. Yacine «Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue». Thèse de magister, université de Batna, 2005.
- [16] DAILL. Guillaume. FOURNAUD. Benoît «Décharges couronne application et modélisation». Énergétique industrielle ESIP 2004/2005.
- [17] : Nicolas DUBUS «Contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique». Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, novembre 2009.
- [18] M^{elle} Laure Martin «Dépollution d'effluents chargés en composés organiques volatils cycliques (toluène et bêta-pinène) par décharge couronne à barrière diélectrique. Marquage isotopique et simulation du procédé». Thèse de doctorat université PARIS VI, 4 juillet 2005.
- [19] Katia. Allégraud «Décharge à Barrière Diélectrique de surface : physique et procédé». Thèse de doctorat, école polytechnique, 2009.
- [20] Ibrahima. Ndiaye «Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace». Mémoire d'ingénieur, université Québec, mai 2003.
- [21] Claude. Gary «Effet couronne sur les réseaux électriques aériens». Techniques de l'ingénieur, D4.
- [22] Jérôme JOLIBOIS «Étude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique-Application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile». Thèse de doctorat de l'université de Poitier, décembre 2008.
- [23] M. Aguet et M. Lanoz «Traité d'électricité : Haute Tension», vol XXII 2ème édition 2004.
- [24] M'hand Mkiouss «Influence du matériau d'électrode sur une décharge couronne». Thèse de magister UMM, TO 2001.
- [25] Axel. VINCENT «Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope». Thèse de doctorat de l'université PARIS VI, Pierre et Marie CURIE, décembre 2002.
- [26] Eddy. AUBERT «Diagnostic optique du vieillissement électrique des résines époxydes sous faible champ électrique». Thèse de doctorat de l'université TOULOUSE III – Paul Sabatier, novembre 2008.
- [27] Sebastien Rubio. Pablo «Principe de conception et calcul de la structure de grands aquariums de formes complexes en méthacrylate».2007-2008.
- [28] M. Pascal Ortega «De la décharge de laboratoire à la décharge atmosphérique». Dossier d'habilitation à diriger des recherches. Université de la Polynésie française, aout
- [29] Rafael Diez 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 Toulouse, octobre 2008.

- [30] Mouatsi. Abdelmalek «Etude de l'effet de l'humidité sur les propriétés électriques de la surface d'un polymère». Thèse de magister de l'université Mentouri de Constantine.
- [31] M. Lalmas, K. Hadidi, H. Champain ET A. Goldman «Corona discharges long-term behaviour and delayed spark breakdown in SF₆ under DC voltages». 4th Int. Symp. On High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, pp 189-193, Bratislava 1993.
- [32] Hakim. Yala «Calcul numérique du champ électrique en géométries fil-cylindre et fil-plan lors de la décharge couronne positive dans l'air». Thèse de magister, université, A .Mira de Bedjaia 2001.
- [33] E. Nasser, J. Appl. Phys. pp, 416-426.
- [34] J. Koller, V. Kriha, J. Pichal, L. Aubrecht «Corona discharge light emission et electric field intensity comparison». Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 54, 2004.
- [35] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Etude de l'influence d'une barrière trouée sur le champ électrique en géométrie pointe-plan », Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'04), pp.167-170, Ghardaïa 2002.
- [36] Youssouf. FOFANA «Modélisation de la décharge positive dans les grands Intervalles d'air». Thèse de doctorat, L'école centrale de Lyon novembre 1996.
- [37] M.P. Panaget « Étude en laboratoire des effets physico-chimique induits par les pertes électriques des lignes de transport à haute tension». Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie 1997.
- [38] C. Gray «Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions», Édition, Eyrolles, Paris 1986.
- [39] Samantha PAVÓN «Interaction Between a surface Dielectric Barrier Discharge and Transonic Airflows». Thèse de doctorat de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE. Octobre 2008.
- [40] E. Duguet, J.L. Pariente, P. Conort, aspects physico-chimiques des biomatériaux utilisés en Urologie, Progrès en Urologie, 15, (2005), pp. 865-886.
- [41] Evelyne Darque-Ceretti, Eric Felder, Adhésion et adhérence, Sciences et Techniques de l'ingénieur, CNRS EDITION, Paris, (2003), Chapitre 4, pp. 285-373.
- [42] C. Duval, "Polypropylènes (PP)", Techniques de l'ingénieur, AM 3 320 (2006), pp. 1-16.
- [43] S.M. Mirabedini, H.Rahimi, Sh. Hamedifar, S.M. Mohseni, Microwave irradiation of polypropylene surface: a study on wettability and adhesion, International Journal of Adhesion & Adhesives 24 (2004), pp. 163-170.
- [44] E. Bouvier, étude de la nature de couches barrières à l'oxygène réalisées par plasma basse fréquence en fonction des conditions d'élaboration, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, No d'ordre 3457, (1999).

- [45] Tabti Belaid «Contributions à la caractérisation des filtres à électret par la mesure du *déclin* de potentiel de surface». Thèse doctorat. Université de Poitiers. Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées, décembre 2011.
- [46] N. Thallinger, « Emballage en non tissé », CNRT Emballage Conditionnement, fiche technique N° 27, 2005.
- [47] T. Hammi, « Etude de méthodes de mesures et réalisation d'un banc de test pour l'évaluation des propriétés électrostatiques des textiles », Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005.
- [48] G. Coste, « Les non tissés », Ecole Française de Papeterie et des Industries Graphiques, 2005.
- [49] W. Albrecht, H. Fuchs, W. Kittelmann, « Nonwoven Fabrics », WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, ISBN: 3-527-30406-1, 2003.
- [50] R. Beyreuther, H. Brüning, « Dynamics of Fibre Formation and Processing », Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [51] A. Frenot, I.S. Chronakis, « Polymer nanofibers assembled by electrospinning », COCIS Elsevier Science, Vol.8, pp.64–75, 2003.
- [52] Z. M. Huang, Y.Z. Zhang, M. Kotaki, S. Ramakrishna, « A review on polymer nanofibers by electrospinning and their applications in nanocomposites », Composites Science and Technology, Vol.63, pp.2223–2253, 2003.
- [53] M. Goel « Electret sensors, filters and MEMS devices: New challenges in materials research », Current Science, Vol.85, N°. 4 pp.443-453 2003.
- [54] D. B. Purchas, K. Sutherland, « Handbook of filter media », Elsevier Science Ltd, 2nd Edition 2002.
- [55] R. Beyreuther, H. Brüning, « Dynamics of Fibre Formation and Processing », Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [56] R. Fournié, R. Coelho, « Diélectriques : Bases théoriques », Techniques de l'Ingénieur, D2300, pp.1-18.
- [57] R. Coelho, B. Aladenize, « les diélectriques ; propriétés diélectriques des matériaux isolant », Editions Hermès, ISBN 2-86601-383-2, 1993.
- [58] P. Molinié, « Comment modéliser un isolant en électrostatique? Approches classiques et modernes d'un problème complexe. », 5ème Congrès de la Société Française d'Electrostatique, Grenoble, France, 2006.
- [59] P. Llovera Segovia, « Etude des mécanismes d'injection de charge dans les matériaux isolants au moyen de mesures électrostatiques de déclin et retour de potentiel. Nouveaux outils d'analyse. », Thèse de Doctorat, Université Paris Sud Paris XI, 2001.

- [60] P. Molinié, D. Alvarez, « Etude de l'injection de charge sur des plaques d'élastomère silicone par mesures du potentiel de surface », *Revue Internationale de Génie Electrique* Vol.9, pp.389-404, 2006.
- [61] P. Molinié, « Measuring and Modeling Transient Insulator Response to Charging:
- [62] P. Molinié, M. Goldman and J. Gatellet, « Surface potential decay on corona-charged epoxy samples due to polarization processes », *Journal of Physics D: Appl. Phys.*, Vol.28, pp.1601-1610, 1995
- [63] G. Chen, « Anomalous Phenomena in Solid Dielectrics under High Electric Fields», *Proceedings of the 9th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials* July 19-23, 2009, Harbin, China
- [64] Z. Xu, L. Zhang, G. Chen, « Measurement and analysis of electric potential decay in corona charged low-density polyethylene films », *International Conference on Solid Dielectrics*, Winchester, UK, July 8-13, 2007.
- [65] D. Koch « Caractérisation de surface par cartographie du potentiel ; application à la détection de défauts liés à la corrosion », *Thèse de Doctorat*, Paris 11, 2010.
- [66] Y. Segui « Diélectriques : Courants de conduction », *Techniques de l'Ingénieur*, D 2301, pp.1-12.
- [67] P. Molinié, « Recherches en électrostatique. Actualité d'une science ancienne et applications à la caractérisation des matériaux. », *Mémoire Habilitation a Diriger des Recherches*, Paris Sud, 2010.
- [68] J.M. Montero, J. Bisquert « Trap origin of field-dependent mobility of the carrier transport in organic layers ». *Solid-State Electronics*, Vol.55, pp.1-4 2011.
- [69] A. Crisci, B. Gosse, J-P. Gosse, V. Ollier-Duréault « Surface-potential decay due to surface conduction ». *EuR. Phys. J. AP* Vol.4 pp.107-116, 1998.
- [70] V. P. Shuvayev, B. I. Turyshev, O. S. Romanovskaya, A. M. Lobanov, V. P. Vorobyev, G. D. Myasnikov And O. D. Kuzlctsova, « On The Mechanism Of Electret Charge Relaxation Under Conditions Of High Humidity ». *Vyeokomol soyed AI9*: Vol.3, pp.603-607. 1977.
- [71] E. A. Baum, T. J. Lewis, R. Toomer, « The lateral motion of charge on thin films of polyethylene terephthalate ». *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.11, pp.963-977, 1978.
- [72] D.C. Walsh, J. I. T. Stenhouse « Parameters Affecting the Loading Behavior and Degradation of Electrically Active Filter Materials », *Aerosol Science and Technology*, Vol.29, pp.419-432, 1998.
- [73] J.H. Ji, G.N. Bae, S.H. Kang, J. Hwang « Effect of particle loading on the collection performance of an electret cabin air filter for submicron aerosols », *Aerosol Science*, Vol.34, pp.1493–1504, 2003.

- [74] D. L. Myers, B. D. Arnold, « Electrets and Filtration ». Filtration R&D investigation; Kimberly-Clark Corporation, Sep 2005.
- [75] L. W. Barrett, A. D. Rousseau, « Aerosol Loading Performance of Electret Filter Media », American Industrial Hygiene Association Journal, Vol.59, pp.532–539, 1998.
- [76] F. J. Romay, Benjamin Y. H. Liu, Soo-Jae Chae, « Experimental Study of Electrostatic Capture Mechanisms in Commercial Electret Filters », Aerosol Science and Technology, Vol.28, pp.224-274, 1998.
- [77] I. Krucinska « The influence of technological parameters on the filtration efficiency of electret needled non-woven fabrics », Journal of Electrostatics, Vol.56, pp.143–153, 2002.
- [78] K. Benmachou, « Etude et modelisation du colmatage d'un Filtre plisse », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [79] R.A Fjeld, T.M Owens « The effect of particle charge on penetration in an electret filter » Industry Applications, IEEE Transactions on, Vol.24, Issue 4, pp.725–731, 1988.
- [80] S. Rief, A. Latz, A. Wiegmann, « Computer simulation of air filtration including electric surface charges in three-dimensional fibrous micro structures », Filtration Vol. 6, No.2, pp.169-72, 2006.
- [81] C. Kanaoka, S. Hiragi, W. Tanthapanichakoon, « Stochastic simulation of the agglomerative deposition process of aerosol particles on an electret fiber », Powder Technology, Vol.118, pp.97–106, 2001.
- [82] W. Tanthapanichakoon, K. Maneeintr, T. Charinpanitkul, C. Kanaoka « Estimation of collection efficiency enhancement factor for an electret fibber with dust load », Aerosol Science, Vol.34, pp.1505–1522, 2003.
- [83] R. Kacprzyk, W. MiĖta, «The Surface Potential of Perforated Dielectric Layers », IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.13, N°5, pp.986-991, October 2006.
- [84] B. Łowkis, E. Motyl, « Electret properties of polypropylene fabrics », Journal of Electrostatics, Vol.51(52), pp.232-238, 2001.
- [85] M. Nifuku, Y. Zhou, A. Kisiel, T. Kobayashi, H. Katoh, « Charging characteristics for electret filter materials », Journal of Electrostatics, Vol.51-52, pp.200-205, 2001.
- [86] M. Ignatova, T. Yovcheva, A. Viraneva, G. Mekishev, N. Manolova, I. Rashkov, « Study of charge storage in the nanofibrous poly(ethylene terephthalate) electrets prepared by electrospinning or by corona discharge method. », European Polymer Journal, Vol.44, pp.1962–1967, 2008.
- [87] F. Micheron, « Electrets », Techniques de l'ingénieur, E1893, pp.1-12.
- [88] F. Gutmann « The Electret », Reviews of Modern Physics, Vol.20, N°3, pp.457-472, July 1948.

- [89] K. C. Kao, « Dielectric phenomena in solids », Elsevier Academic Press, ISBN: 0-12-396561-6, 2004.
- [90] A.R. Denman, C.J. Groves-Kirkby, P.S. Phillips, R.G.M. Crockett, A. Woolridge, G.K. Gillmore, « The practical use of electrets in a public health radon remediation campaign », *Journal of Environmental Radioactivity*, Vol.84, pp.375-391, 2005.
- [91] P. P. Tsai, H. S. Gibson, Phillip Gibson, « Different electrostatic methods for making electret filters », *Journal of Electrostatics*, Vol.54, pp.333–341, 2002.
- [92] M. D. Hogue, E. R. Mucciolo, C. I. Calle, « Triboelectric, corona, and induction charging of insulators as a function of pressure », *Journal of Electrostatics*, Vol.65, pp.274–279, 2007.
- [93] K. L. Kaiser « Electrostatic discharge » Taylor & Francis Group, ISBN 0-8493-71880, 2006.
- [94] N. Berger, M. Denozière, J. C. Gilet, D. Guionnet, H. Romat, « Electricité statique », Edition INRS ED 874, 2ème édition, ISBN 2-7389-1196-X, 2004.
- [95] R. Kacprzyk, C. Stec « Measurements of the surface charge density on moving webs », *Journal of Electrostatics*, Vol.40-41, pp.455-46, 1997.
- [96] C. MENGUY, « Électricité statique: Principes. Problèmes. Applications », *Techniques de l'Ingénieur*, D1035, pp.1-25.
- [97] P. Llovera Segovia, « Etude des mécanismes d'injection de charge dans les matériaux isolants au moyen de mesures électrostatiques de déclin et retour de potentiel. Nouveaux outils d'analyse. », Thèse de Doctorat, Université Paris Sud Paris XI, 2001.
- [98] T. H. Pratt, « Electrostatic Ignitions of Fires and Explosions » Burgoyne Incorporated, Consulting Scientists & Engineers, Marietta, Georgia. ISBN 0-8169-9948-1, 2000.
- [99] J. A. Giacometti, G.F. Leal Ferreira, B. Gross, « Summary Of Corona Charging Methods », *IEEE 6th International Symposium on Electrets (ISE 6)*, pp.87-91, 1988.
- [100] M. Ignatova, T. Yovcheva, A. Viraneva, G. Mekishev, N. Manolova, I. Rashkov, « Study of charge storage in the nanofibrous poly(ethylene terephthalate) electrets prepared by electrospinning or by corona discharge method », *European Polymer Journal*, Vol.44, pp.1962–1967, 2008.
- [101] J. A. Giacometti, O. N. Oliveira Jr, « Corona Charging of Polymers », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol.27 N°5, pp.924-943, 1992.
- [102] J. A. Giacometti, S. Fedosov, M. M. Costa, « Corona Charging of Polymers: Recent Advances on Constant Current Charging », *Brazilian Journal of Physics*, Vol. 29, N°. 2, June 1999
- [103] Z. Xu, L. Zhang, G. Chen, « Decay of electric charge on corona charged polyethylene » *Journal Of Physics D: Applied Physics*. Vol.40, pp.7085–7089, 2007.

- [104] T. F. Hayne, « Screen Controlled Corona Device (Scorotron) for Charging in a Xerographic Copier » IEEE Transactions On Industry Applications, Vol.IA-12, N°.1, pp.63-67 January/February 1976.
- [105] P. Zamankhan, G. Ahmadi, F-G.Fan « Effects of corotron size and parameters on the dielectric substrate surface charge ». Journal of Electrostatics, Vol.65, pp.709–720, 2007.
- [106] R. Fournié, R. Coelho, « Diélectriques : Bases théoriques », Techniques de l'Ingénieur, D2300, pp.1-18.
- [107] G. G. Raju, « Dielectrics in Electric Fields », Marcel Dekker, ISBN: 0-8247-0864-4, 2003.
- [108] J. A. B. Faria « Electromagnetic Foundations of Electrical Engineering ». John Wiley & Sons Edition, ISBN 978-0-470-72709-6, 2008.
- [109] C. Laurent, « Diélectriques solides et charge d'espace. », Techniques de l'Ingénieur, D2305, pp.1-15.
- [110] R. Coelho, B. Aladenize, « les diélectriques ; propriétés diélectriques des matériaux isolant », Editions Hermès, ISBN 2-86601-383-2, 1993.
- [111] G. Chen, Y. L Chong, M. Fu, « Calibration of the pulsed electroacoustic technique in the presence of trapped charge » Measurement Science And Technology, Vol.17, pp.1974–1980, 2006.