

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

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

Projet de Fin d'Etudes

Pour l'obtention du diplôme d'ingénieur
d'Etat en Electrotechnique

Thème

Comportement et Caractérisation
Electriques d'un Modèle d'Isolateur
sous Tension Alternative

Proposé et Dirigé par :

Mme: D. Namane
Mr: M.Teguar

Etudié par :

M^{elle} : Assia BOUAROURI
Mr : Redouane LADJAL

Promotion Juin 2006

*D*édicaces

A mes très chers parents.

A mes frères et à ma petite sœur.

A toute ma famille particulièrement à mes grands parents.

A tous mes amis qui m'aiment et qui m'apprécient.

Je dédie ce mémoire

Redouane

A ma très chère mère.

A mon très cher père.

A mon amie et sœur Kaïssa.

A mes frères et sœurs.

A mes adorables nièces Sofia et Melyssa.

Je dédie ce mémoire

Assia

Remerciements

Nous remercions particulièrement notre promotrice M^{me} D. Namane, pour son dévouement exceptionnel, sa précieuse directive et son suivi constant.

Nos sincères et chaleureux remerciement à Mr M.Teguar pour son aide, son appuis moral, et ses qualités humaines.

Nous remercions également Mr S. Bouazabia pour ces précieux conseils et pour l'intérêt qu'il a porté à notre travail.

Nous tenons également à remercier le président et les membres du jury pour nous avoir fait l'honneur d'évaluer notre travail.

Que tous les professeurs ayant contribué à notre formation trouvent ici notre profonde reconnaissance.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 : Introduction	
I.1. INTRODUCTION	2
I.2. Définitions	2
I.3. Isolations dans les réseaux électriques	3
I.4. Pollution des isolateurs	7
I.4.1. Contournement	8
I.4.2. Technique de lutte contre la pollution	9
I.5. Domaines de recherche	10
I.5.1. Essais in situ et au laboratoire	11
I.5.2. Modèles de laboratoire	11
I.6. Conclusion	13
CHAPITRE 2 : Propriétés des diélectriques	
II.1. INTRODUCTION	
II.2. Historique	14
II.3. Définitions	14
II.4. Polarisation des diélectriques	15
II.4.1. Tension de contournement	16
II.5. Permittivité complexe	17
II.6. Pertes diélectriques	20
II.6.1. Equations de Maxwell	20
II.6.2. Relation d'Oumov - Poynting	21
II.6.3. Cas d'un champ sinusoïdal	21
II.7. Influence de la fréquence sur la permittivité complexe	22
II.8. Conditions aux limites à la surface de séparation de deux diélectriques	24
II.9. Notions sur les matériaux composites	25
II.9.1. Permittivité effectives et lois de mélange	27
II.9.2. Théories du champ électrique local	27
II.9.3. Utilisation des diélectriques composites	28
II.9.4. Répartition du champ pour un système à deux diélectriques parallèle	30
II.9.5. La réfraction diélectrique	30
II.10. Conclusion	32
CHAPITRE 3 : Partie expérimentale	
III.1. INTRODUCTION	34
III.2. Modèles étudiés au laboratoire de de Haute Tension de l'ENP d'Alger	34
III.2.1. Modèle de A.Mekhaldi et S.Bouazabia	35
III.2.2. Modèle de D. Namane	36
III.2.3. Modèle de M.Teguar	37
III.3. Modèle adopté et dispositif expérimental	41
III.3.1. Description du modèle expérimental	41
III.3.2. Dispositif expérimental	41
III.4. Circuits de mesure	43
II.4.1. Mesure de la tension de contournement	43
II.4.2. Mesure du courant de fuite	43
II.4.3. Mesure de la capacité à partir de la charge	45

III.5. Modes opératoires	47
III.5.1. Préparation du modèle	47
III.6. Résultats expérimentaux	48
III.6.1. Tension de contournement	48
III.6.2. Interprétation des résultats	51
III.6.3. Courant de fuite	52
III.6.3.1. Courant de fuite-tension appliquée	53
III.6.3.2. Courants de fuite distance-inter électrodes	58
III.6.3.3. Interprétations des courbes	59
III.6.4. Détermination de la capacité	60
1 ^{ère} Méthode : Caractéristiques	62
III.6.4.1. Capacité en fonction de la tension appliquée	62
III.6.4.2. Capacité en fonction de la distance inter électrodes	64
2 ^{ème} Méthode : Caractéristiques	65
III.6.4.3. Capacité en fonction de la tension appliquée	65
III.6.4.4. Capacité en fonction de la distance inter électrodes	70
III.6.5. Influence de la tension sur la capacité	71
III.6.6. Influence de la distance inter électrodes de l'épaisseur du matériau et de la largeur des électrodes	72
III.7. Détermination de la permittivité relative par la mesure de la charge	73
III.7.1. Interprétation de la méthode utilisée	73
III.7.2. Calcul des capacités	75
III.7.3. Calcul de la permittivité relative	76
III.8. Conclusion	77
CHAPITRE 4 : Simulation	
IV.1. INTRODUCTION	78
IV.2. Notions fondamentales	78
III.2.1. Relation entre charges et capacités	78
III.2.2. Relation entre résistance et capacité pour un même réseau de lignes de champ	79
III.2.3. Permittivité équivalente	81
IV.3. Méthodes d'évaluation du champ électrique	84
III.3.1. Méthodes expérimentales	84
III.3.2. Méthodes analogiques	84
III.3.3. Méthodes analytiques et numériques	85
IV.4. Simulation du modèle de laboratoire	85
IV.4.1. Application du logiciel "FEMM" à des systèmes connus	86
IV.4.2. Influence des différents paramètres sur la capacité équivalente du modèle de laboratoire	89
IV.4.2.1. Influence de la distance inter électrodes	91
IV.4.2.2. Influence de la largeur des électrodes	92
IV.4.2.3. Influence de l'épaisseur de la plaque	92
IV.5. Répartition du champ électrique et du potentiel	94
IV.6. Capacité en fonction de la distance inter électrodes (Comparaison avec les résultats expérimentaux)	98
IV.7. Contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système	103
IV.8. Conclusion	110
CONCLUSION GENERALE	111

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Le transport et la distribution de l'énergie électrique s'effectuent souvent par des lignes aériennes. Celles-ci comportent des isolateurs soumis à diverses contraintes, parmi celles-ci l'exposition de ces derniers à différents dépôts polluants.

L'humidification de ces couches de pollution engendre un courant de fuite, conduisant par effet joule à l'échauffement de la couche de pollution, et par conséquent à son assèchement partiel. Une partie importante de la tension appliquée se trouve reportée aux bornes de cette bande sèche engendrant, si le champ local dépasse un certain seuil, la création d'un arc électrique. Sous certaines conditions, cet arc peut s'allonger jusqu'à provoquer le contournement total du système isolant.

Une des méthodes utilisées pour le contrôle du degré de pollution est la mesure du courant de fuite : celui-ci dépend de l'impédance globale apparente de l'isolateur, considérée comme étant le résultat de zones sèches en série avec des zones polluées. Toutefois, il est difficile d'évaluer de manière exacte l'impédance apparente présentée par les zones sèches : celle-ci joue pourtant un rôle capital dans l'impédance globale de l'isolateur. La raison en est que l'on considère souvent que les zones polluées ont une résistance tellement faible, qu'on peut les considérer, dans les cas extrêmes comme de parfaits conducteurs.

Nous nous proposons, dans ce travail, de contribuer à lever cette difficulté, et à établir au moyen d'essais expérimentaux, comparés à des calculs par simulation, la relation complexe entre la capacité présentée par la zone sèche, et de nombreux paramètres électro-géométriques.

Notons que le comportement de ces zones sèches est, en partie également, lié aux caractéristiques propres du matériau diélectrique : une bonne connaissance de ce dernier nous est apparu par conséquent nécessaire.

Notre mémoire est donc structuré en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques définitions spécifiques au domaine de la haute tension pour nous intéresser ensuite aux problèmes liés à la pollution. Nous évoquerons alors quelques méthodes de maintenance et de lutte contre les perturbations causées par ce phénomène.

Le deuxième chapitre sera consacré aux diélectriques. Nous citerons leur importance dans la conception des appareils et systèmes électriques. Nous aborderons d'une manière générale l'étude des propriétés principales des diélectriques. Quelques notions sur les diélectriques composites seront présentées à la fin de ce chapitre, vu l'intérêt grandissant porté à ces matériaux.

Dans le chapitre expérimental, nous présenterons quelques travaux effectués au laboratoire de Haute Tension de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger. Ceux-ci nous ont conduits à opter pour un modèle à géométrie extrêmement simple (modèle plan-plan). Ce choix délibéré a pour objectif de caractériser au mieux *l'interface air-matériau diélectrique*, c'est-à-dire la zone propre de l'isolateur. Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer la capacité du modèle en fonction de nombreux paramètres électro-géométriques.

Dans le dernier chapitre, nous simulerons les différentes configurations exploitées au laboratoire, afin de les comparer avec les résultats expérimentaux. Nous développerons certaines notions tels que la notion de permittivité équivalente, qui exprime l'étendue des lignes de champ.

Enfin, une méthode visant à séparer la contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système est proposée. Cette méthode a pour objectif d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur du matériau sur la valeur de la capacité calculée.

CHAPITRE I

CHAPITRE INTRODUCTIF

I.1.Introduction

Le transport de l'énergie électrique nécessite, pour des raisons techniques et économiques l'utilisation de tensions élevées (lignes HT et THT).

Ceci requiert une conception et réalisation de produits, appareils et systèmes aptes à générer et supporter des champs électriques intenses : leur dimensionnement doit par conséquent être soigneusement étudié.

Dans le cas des lignes de transport d'énergie, les isolateurs séparent les pièces sous tensions, par des distances adaptées assurant une bonne rigidité du système. Cependant, une pollution humide de ces derniers a pour effet de les rapprocher électriquement, ce qui fausse le dimensionnement, et peut conduire à un contournement.

Dans ce chapitre, nous rappèlerons quelques définitions spécifiques à ce domaine, puis présenterons les différents types d'isolations dans les réseaux électriques. Nous nous intéresserons, en particulier, aux isolateurs haute tension, ainsi qu'à leur constitution et fonctionnement.

Enfin une dernière partie sera consacrée aux problèmes liés au phénomène de pollution et son impact sur les performances des isolateurs. Certaines méthodes de maintenance et de lutte contre les perturbations causées par ce phénomène seront alors présentées.

I.2. Définitions

On appelle « isolement » d'un ouvrage ou d'un appareil électrique, son aptitude à supporter la tension, ou plus généralement, les contraintes électriques qui lui sont appliquées.

On appelle « isolation » l'élément matériel ou l'ensemble des dispositifs constructifs qui assurent cet isolement.

Il est clair qu'aucun diélectrique n'est capable de résister indéfiniment à l'application d'une tension d'amplitude croissante. Il se produit alors une rupture du pouvoir isolant qui se traduit par la formation d'un chemin conducteur à travers le corps isolant.

Les mécanismes de rupture diélectrique sont extrêmement complexes. Ceux-ci dépendent essentiellement de la forme de la tension appliquée (principalement la vitesse de croissance et l'amplitude) et de la nature de l'isolant (air, gaz, diélectrique solide ou liquide...).

Nous rappelons les principales définitions liées à ce domaine :

I.2.1 -Décharge disruptive : Phénomène associé à une défaillance de l'isolation sous l'effet de la contrainte électrique, avec chute de la tension et passage d'un courant (une décharge disruptive dans un diélectrique solide entraîne une perte permanente de la rigidité diélectrique) [1].

Dans la pratique on distingue plusieurs types de rupture diélectrique :

I.2.2 -L'amorçage : lorsque la disruption a lieu dans un gaz séparant deux électrodes métalliques (*éclateur à tige*) [2].

I.2.3 -Le contournement : représenté par une décharge disruptive le long de la surface de séparation séparant un diélectrique solide et un gaz (*le long de la surface d'un isolateur en porcelaine*); lorsque le contournement se produit sur la surface elle-même, on parle plus volontiers de *cheminement*, surtout lorsqu'il subsiste des traces qui dégradent la surface de l'isolant [2].

I.2.4 -Le claquage : lorsque la rupture diélectrique s'est produite dans la masse d'un isolant solide, liquide ou composite (huile, papier dans l'huile, polythène ...). Toutefois ce terme est quelque fois utilisé dans le langage courant dans le cas de l'air [2].

I.2.5 -Tension de tenue : c'est le niveau de tension le plus important, que peut supporter une isolation sans provoquer de décharge disruptive (contournement dans le cas des isolateurs) [3].

I.2.6 -Ligne de fuite : plus courte distance ou sommes des plus courtes distances suivant les contours des surfaces extérieures des parties isolantes entre les parties qui sont normalement soumises à la tension de service (une distance mesurée à la surface de la matière de scellement conductrice ne doit pas être considérée comme faisant partie de la ligne de fuite) [1].

I.2.7 -Courant de fuite : c'est un courant de faible amplitude circulant à travers la couche polluante humectée le long de la surface isolante. Il est de type électrolytique et peut être un courant résistif pour une isolation totalement polluée ou un courant capacitif dans le cas d'une isolation parfaitement propre [4].

I.2.8 -Courant de fuite critique : c'est le courant minimal nécessaire pour provoquer un contournement par pollution sur un isolateur à une tension donnée. Il est indépendant du procédé d'essai ainsi que de la forme de l'isolateur. Le seul facteur dont dépend ce courant sous une tension donnée est la ligne de fuite, c'est-à-dire la contrainte spécifique exprimée en kV/cm [5].

I.2.9 -Longueur critique de l'arc : c'est la longueur limite X_c de l'arc partiel au-delà de laquelle l'arc conduira au contournement total [6].

I.2.10 -Conductance superficielle : la conductance superficielle est le rapport du courant de fuite (à fréquence industrielle) circulant à la surface de l'isolateur sur la tension appliquée. Elle caractérise l'état global de la surface isolante [6].

I.3. Isolations dans les réseaux électriques

Parmi les isolations qui sont utilisées dans les réseaux électriques, on distingue les *isolations externes* des lignes et postes, et les *isolations internes* des appareils de postes. Ces dernières sont en général constituées par de l'huile ou du papier dans l'huile (*transformateurs*) par de l'air comprimé ou par de l'hexafluorure de soufre (*chambres de coupure des disjoncteurs, postes blindés hermétiques*).

Les isolations externes sont essentiellement constituées par les distances dans l'air (*pièces sous tension entre elles ou par rapport à la terre*) et par les lignes de fuite le long des supports de l'appareillage, des traversées de transformateurs, des chaînes d'isolateurs.

Ces isolations sont en porcelaine ou en verre trempé, mais il existe actuellement une tendance à utiliser des résines synthétiques.

I.3.1. Types d'isolations

Elles peuvent être classées en isolations auto régénératrices et en isolations non auto-régénératrices. Alors que les premières peuvent être remises sous tension immédiatement après un amorçage ou un contournement qu'elles ont subi sans dommage, les secondes nécessitent une intervention qui immobilise plus ou moins longtemps l'appareil touché, lequel peut même être mis définitivement hors d'usage.

Il se trouve, qu'en pratique, les isolations internes sont généralement non auto régénératrices et les isolations externes auto régénératrices.

A cette distinction correspondent deux catégories d'essais au laboratoire, en vue de tester l'aptitude des matériels à supporter les contraintes diélectriques qu'ils ont à subir en exploitation :

- *Les essais de tension de tenue nominale*; consistent à vérifier qu'un appareil tient une tension spécifiée, ils sont seuls applicables aux essais de contrôle ou de réception de matériel à isolation non auto régénératrice. Cependant, ils sont fréquemment utilisés pour les essais de réception de matériel à isolation auto régénératrice.

- *Les essais de tension de décharges disruptives assurée*; peuvent être utilisées dans le cas des isolations auto régénératrices (intervalles d'air, chaînes et supports isolants des installations externes). Ils sont aussi employés pour les essais de prototype ou d'investigation [2].

I.3.2. Les isolateurs

Les isolateurs entrent pour un faible pourcentage dans le prix d'une ligne aérienne, mais ils en sont un élément essentiel. Leur rôle est de relier les conducteurs sous tension aux supports et d'assurer l'isolement électrique entre ces deux parties constitutives de la ligne.

Aussi, le choix du type d'isolateur, les contrôles de réception, la surveillance en exploitation doivent-ils être faits avec le maximum de soin. Dans l'état des connaissances actuelles, on ne peut affirmer qu'un nouvel isolateur ayant répondu aux différents contrôles de réception ait une durée de vie équivalente à celle de la ligne. La difficulté réside principalement dans le fait qu'aucun essai de réception ne peut jusqu'à ce jour mettre en évidence un vieillissement certain de l'isolateur [1].

I.3.2.1. Définition

L'isolateur est un matériau isolant solide qui présente une très grande résistance au passage du courant et dont la conductibilité est pratiquement nulle. Il est utilisé pour isoler les conducteurs ou les pièces sous tension afin d'empêcher les court-circuits, les pertes de courant et les charges d'électrocution [4].

I.3.2.2. Fonctionnement et constitution d'un isolateur

Les isolateurs sont des composants indispensables au transport et à la distribution de l'énergie électrique. Leur fonction est de réaliser une liaison mécanique entre des conducteurs portés à des potentiels différents accrochés aux pylônes des lignes aériennes. Ils maintiennent les conducteurs dans la position spécifiée (*isolateurs d'alignement et d'ancrage*), ils assurent la transition entre l'isolation interne (*huile, SF₆*) et l'isolation externe (*air atmosphérique*), ils permettent de raccorder les matériels électriques au réseau (*traversées de transformateur, extrémités de câbles*) et ils constituent, également, l'enveloppe de certains appareils (*disjoncteurs, parafoudres, réducteurs de mesure*) [7].

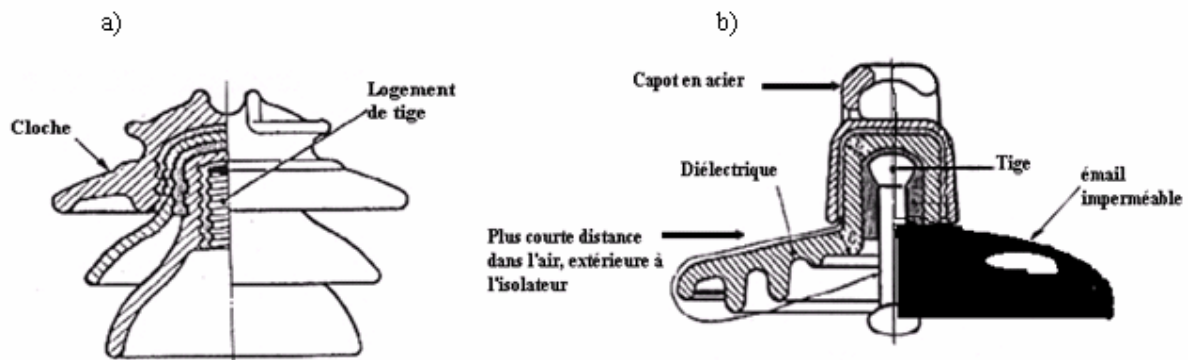
Les isolateurs sont conçus et dimensionnés pour résister aux contraintes prévisibles introduites par l'environnement [8]. Du point de vue électrique, l'isolateur est considéré comme deux électrodes dont l'intervalle comporte trois zones constituant trois isolants en parallèle ayant des comportements différents, qui sont les suivants [8]:

- *L'intervalle d'air.*
- *Le matériau diélectrique.*
- *L'interface air – matériau diélectrique.*

(La longueur de l'interface constitue la ligne de fuite –ligne le long de laquelle circulerait le courant de fuite)

Les isolateurs sont de deux types principaux: **rigides** et **à chaîne** (Fig. I.1 a ; b). La partie supérieure des isolateurs rigides sur laquelle est fixé le conducteur est constituée d'une ou de plusieurs jupes en porcelaine. Une tige vissée à l'intérieure des isolateurs permet de les fixer à un support.

Pour des tensions supérieures à 70 kV, on emploie toujours des chaînes d'isolateurs constituées d'un certain nombre d'élément en porcelaine réunis par des pièces métalliques. Le nombre d'éléments varie avec la tension : pour une tension de 110 kV, on admet de 4 à 7, pour une tension de 230 kV, de 13 à 16 [9].



a. Vue en coupe d'un isolateur rigide à 69 kV. Tension de tenue aux ondes de choc : 270 kV ; tension de rupture à 60 Hz par temps humide : 125 kV (gracieuseté de Canadien Ohio Brass Company Ltd).

b. Vue en coupe d'un élément d'isolateur à chaîne. Diamètre: 254 mm ; tension de tenue aux ondes de choc: 125 kV ; tension de rupture à 60 Hz par temps humide: 50 kV.

Fig. I.1 (a, b) : Vue en coupe des deux types d'isolateur

I.3.2.3. Matériaux utilisés

Un isolateur est constitué en général de deux parties : une partie isolante et des pièces métallique de liaison, scellées sur cette partie isolante.

a) Isolants

Jusqu'aux années quatre-vingt, seuls le verre et la céramique ont justifié d'un bon comportement en exploitation, bien que ces deux matériaux soient, par essence, des matériaux fragiles.

- **Céramiques.** –Elles sont actuellement utilisées pour les isolateurs à haute tension et correspondent à des formules voisines, soit de Al_2O_3 , SiO_2 (porcelaine traditionnelle), soit de $Al_2O_3, 5SiO_2$ (stéatite).

L'isolateur, après usinage de son ébauche cylindrique humide (type à capot et tige) ou sèche (type à long fût), est cuit dans un four à une température et pendant une durée convenables.

Certaines céramiques à grains très fins sont recommandées pour des isolateurs devant supporter des efforts mécanique élevés [1].

- **Verres.** –Deux types sont utilisés : le *verre recuit* et le *verre trempé*.

Le **verre recuit** a surtout été utilisé pour faire des isolateurs rigides, mais on s'est aperçu que les isolateurs un peu épais ne résistaient pas aux variations brusques de température. De plus, le verre recuit ne supporte que des tensions mécaniques relativement faibles, ce qui interdit son emploi pour les isolateurs de suspension.

Le **verre trempé** est obtenu par chauffage de l'isolant retiré du moule à une température d'environ $700^{\circ}C$, puis refroidi par des jets d'air sous pression : les couches extérieures de la pièce isolante acquièrent rapidement une rigidité qui ne leur permet plus aucune déformation. L'intérieure restant à une température supérieure à celle des couches extérieures, il ne peut se contracter librement, lors de son refroidissement; il reste donc en extension et créé des contraintes de compression sur les couches superficielles. Le verre trempé présente une contrainte mécanique en traction environ 5 à 6 fois plus grande que celle du verre recuit et peut supporter des variations brusques de température pouvant atteindre $100^{\circ}C$ [1].

- **Matériaux synthétiques.** –Il faut signaler les développement faits dans le monde en vu de réaliser des isolateurs fiables avec ces matériaux.

Ces isolateurs, dits **composites**, sont constitués d'une âme réalisée en fibre de verre imprégné de résine, donnant à l'isolateur sa tenue mécanique, et d'une enveloppe en matériaux synthétiques isolants. Les revêtements ayant un comportement satisfaisant sous contraintes électriques sont certaines résines cycloaliphatiques (chargées au trihydrate d'alumine) des caoutchoucs synthétiques (silicones ou EPDM : éthylpropyldimonère) ou des polytétrafluoroéthylènes (*Téflon*). Ces revêtements évitent tout cheminement carboné en surface sous l'effet de contraintes électriques mais sont soumis à une érosion superficielle plus ou moins rapide selon leur constitution [1].

b) Pièces métalliques de liaison

Les parties isolantes constitutives de l'isolateur sont reliées entre elles ou au support par des pièces métalliques (Fig. I.2) réalisées dans différents métaux qui doivent répondre aux contraintes mécaniques et thermiques appliquées à l'isolateur au cours de son exploitation.

Les principaux métaux ou alliages utilisés sont :

-les fontes malléables, permettant de réaliser des pièces minces et de formes compliquée, par exemple les capots d'isolateurs ;

-les aciers au carbone, de caractéristiques précises (XC des normes NF EN 10084 et NF EN 10083), employés pour la réalisation des pièces forgées, en particulier les tiges d'isolateurs ;

-les alliages d'aluminium et les alliages de cuivre et de bronze d'aluminium, permettant de fabriquer certains capots ;

-les alliages de zinc du type Z-A4G, qui compte tenue de leur température de fusion, permettent de couler directement les capots sur les diélectriques des isolateurs de faible résistance mécanique.

La liaison entre pièces métalliques et partie isolante est réalisée à l'aide d'un scellement qui peut être fait au mortier de ciment Portland ou alumineux. Des

alliages de plomb antimoine, des mélanges de soufre et de poudre céramique sont également utilisés.

De la qualité du scellement et des différents assemblages dépendent, en grande partie, la sécurité d'exploitation et la durée de vie de l'isolateur [1].

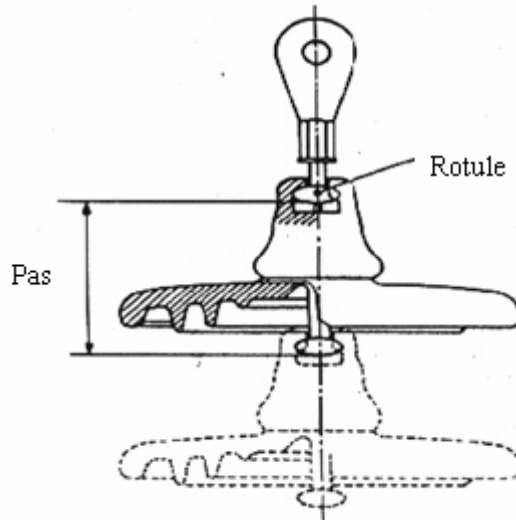


Fig. I.2 : Assemblage à rotule

I.4. Pollution des isolateurs

Le dimensionnement des isolateurs par les surtensions de manœuvres assure une excellente tenue à la tension de 50 Hz des isolateurs propres et secs, généralement elle est également suffisante pour supporter les surtensions temporaires. Cependant en l'absence de surtensions de foudre ou de manœuvres, de nombreux défauts sont enregistrés sur les lignes aériennes, particulièrement par temps humide (rosé, brouillard, pluie fine). Ces défauts sont dus à la pollution des isolateurs [2].

Dans les ouvrages (lignes et postes) installés en bordure de mer, les embruns portés par le vent déposent progressivement sur les isolateurs une couche de sel qui, au cours du temps recouvre toute la surface de l'isolant y compris les parties les mieux protégées. Cette couche de sel, humidifiée par les embruns eux même, par un brouillard ou simplement par condensation devient conductrice. Un courant de fuite s'établit alors à travers la couche superficielle et des arcs peuvent prendre naissance dans certaines conditions, ils se développent jusqu'à provoquer le contournement total de l'isolateur [6, 11, 12]. En connectant l'extrémité sous haute tension à celle mise à la terre, et conduisant ainsi à la mise hors service de l'ensemble de l'installation [12].

Au voisinage des usines métallurgiques, chimiques ou même aux abords des centrales thermiques, les isolateurs se recouvrent de poussières faiblement conductrices mais hygroscopiques. Dans les conditions de forte humidité (brouillard, pluie, condensation matinale, etc.), la dissolution des sels contenus dans cette poussière provoque la formation d'un électrolyte. Les gaz présents dans les fumées, absorbés par la couche liquide, en augmentent encore la conductivité comme dans le cas de la pollution marine, un courant de fuite circule alors dans la couche superficielle et le contournement peut parfois survenir.

Si la pollution marine et la pollution industrielle constituent deux cas typiques de pollution où la contamination des surfaces isolantes est poussée à l'extrême il serait erroné de penser que les autres régions sont exemptes de pollution. La pollution agricole (pollen, insectes, engrais) et la

pollution domestique (appareils de chauffage des habitations, véhicules automobiles) sont des réalités qui donnent au phénomène un caractère tout à fait général. A cet égard, on notera que les régions désertiques sont caractérisées par un type de pollution extrêmement sévère.

Comme on le voit, la nature et les caractéristiques des agents contaminants sont très variées. Généralement ils ne provoquent pas la dégradation de la rigidité diélectrique lorsqu'ils sont secs, cependant l'humidification d'un dépôt solide -quelque soit sa nature- accumulé progressivement à la surface des isolateurs provoque la formation d'une couche électrolytique caractéristique du phénomène de pollution.

La pluie, phénomène naturel propice à l'humidification des isolateurs par excellence, se comporte à cet égard, d'une façon quelque peu différente. En effet surtout lorsqu'elle est intense, elle est susceptible de provoquer la désagrégation des dépôts solides. Cependant, cet auto lavage favorable à l'amélioration des qualités diélectriques des isolateurs est contrarié par le phénomène de ruissellement.

Dans certaines conditions de pluie violente, un film continu d'eau peut s'établir d'une extrémité à l'autre de la chaîne ou de la colonne isolante. Comme l'eau n'est jamais parfaitement isolante, ce phénomène peut entraîner le contournement de l'isolation c'est le contournement sous pluie.

Contournement sous pluie et sous pollution sont les deux principaux types de rupture diélectrique auxquels sont soumis les isolateurs. Il est généralement admis que la pollution est plus contraignante que la pluie dans la mesure où la résistivité des couches polluante est bien inférieure à celle de la pluie. C'est pour cela que les efforts de compréhension ont davantage porté sur le contournement sous pollution, afin de mieux comprendre le phénomène de contournement et de se prémunir d'outils permettant le suivi de son évolution et d'éviter son apparition.

La complexité du phénomène et le grand nombre de paramètres qui le caractérisent tels que la nature du dépôt polluant [13, 14, 15, 16], la conductivité superficielle et le profil de l'isolateur [17, 18], rendent la compréhension et la maîtrise du mécanisme de contournement bien difficiles. Les résultats de recherche ont néanmoins permis d'établir des modèles donnant les caractéristiques des décharges évoluant sur les surfaces d'isolateurs et ce jusqu'au contournement.

La plupart de ces modèles sont empiriques ou semi empiriques [3].

I.4.1 Impact de la pollution

Lorsque l'isolateur est propre ou recouvert d'une couche de pollution sèche, un très faible courant capacitif circule à sa surface. Ceci est dû aux très faibles valeurs des conductivités volumiques de l'air, de l'isolant solide et de la couche de pollution. On obtient ainsi une répartition électrostatique du potentiel électrique.

Par contre, lorsque la couche de pollution est humidifiée, elle devient le siège d'un courant de conduction de valeur relativement importante et la répartition du potentiel électrique diffère de la répartition électrostatique [3].

La rupture diélectrique de l'air peut être atteinte entre deux points de la surface isolante entraînant l'amorçage d'un arc électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite.

Trois cas peuvent se présenter selon les contraintes auxquelles est soumis l'isolateur [12, 6].

➤ **Arc non localisé** : L'arc électrique s'éteint rapidement, puis se réamorçait à un autre endroit et ainsi de suite. Il y a apparition de courants de fuite entraînant une faible perte d'énergie, généralement supportable par l'installation [6].

➤ **Arc fixe** : L'arc électrique se fixe sur la surface, soit en s'y maintenant (courant continu), soit en se réamorçant au même endroit (courant alternatif). Cet arc peut entraîner, par effet thermique, une dégradation du support isolant de l'élément défaillant [6].

➤ **Contournement des isolateurs** : Le contournement d'un isolateur pollué est en général précédé par l'apparition brutale d'un courant de fuite accompagné de la formation d'une bande sèche et d'arc partiels. Un arc peut s'allonger jusqu'au contournement total.

I.4.2. Technique de lutte contre la pollution

Pour un niveau de pollution donné, une bonne conception des lignes basée sur des mesures de sévérité de pollution permet de prévenir, autant que possible, les incidents lorsque la ligne est en service. Mais un changement dans les données d'un site est toujours possible, c'est-à-dire même un dimensionnement initialement correct peut s'avérer insuffisant dans certaines conditions [19].

Dans ces circonstances, on utilise des techniques comme l'allongement de la ligne de fuite, l'adaptation d'un autre type des isolateurs capable de résister aux contraintes de la pollution [5].

Par contre, certaines zones très localisées sont soumises à un niveau de pollution exceptionnel. Dans ce cas, la simulation de laboratoire n'est pas recherchée, car aucun isolateur de dimensionnement raisonnable n'est en mesure de résister à ces contraintes [2]. On préfère, généralement, utiliser d'autres types des techniques de lutte contre la pollution. Plusieurs moyens sont utilisés afin de prévenir, autant que possible, les incidents lorsque une ligne est en service.

Ces moyens de lutte doivent tenir compte des données propres au site considéré et au changement possible de la sévérité de pollution dû à de nouveaux facteurs (apparition d'une nouvelle usine à proximité d'un poste, ...). Les différentes méthodes utilisées consistent à [12, 19] :

a) Allongement de la ligne de fuite

Il permet d'adapter le dimensionnement aux nouvelles conditions de pollution. Deux techniques sont employées :

❑ Le changement de type d'isolateurs (pour allonger la ligne de fuite) : c'est une opération très coûteuse et souvent impossible à réaliser en poste [19].

❑ L'utilisation de prolongateurs de ligne de fuite en matériaux polymères, qui sont collés sur la surface des isolateurs existants [20].

b) Isolateurs plats

Tandis que les deux précédentes méthodes conduisent à allonger la ligne de fuite des isolateurs, l'utilisation d'isolateurs plats conduit à la diminuer. En effet, ces isolateurs sans nervures ont la propriété d'accumuler moins de pollution que les isolateurs traditionnels et s'auto nettoient très bien sous l'effet du vent. Ils sont principalement utilisés dans les régions désertiques

et soumises à des tempêtes de sable où la principale source d'humidification est la condensation [21].

c) Graissage périodique

Grâce à ses propriétés hydrophobes, le graissage protège temporairement les isolateurs. La longévité du graissage dépend à la fois de l'environnement (pollution, conditions climatiques) et de la qualité intrinsèque du produit. Elle est généralement comprise entre 1 et 4 ans. Le graissage est largement utilisé dans le monde, mais l'opération de nettoyage puis de graissage est pénible, longue et coûteuse. Elle nécessite, par ailleurs, une interruption de service [19].

d) Revêtement silicone

Cette méthode consiste à appliquer, par pulvérisation ou au pinceau, un caoutchouc silicone qui se vulcanise à température ambiante à la surface des isolateurs. Comme pour le graissage grâce à ses propriétés hydrophobes, ce revêtement protège et améliore leur tenue sous pollution. Par contre sa longévité est, en général, nettement supérieure à celle du graissage [22].

e) Les isolateurs composites

Ils sont constitués d'un noyau en fibres de verre imprégnées d'une résine et d'un revêtement à ailettes de type élastomère. Ces isolateurs présentent l'avantage d'une grande légèreté alliée à une haute résistance mécanique que lui confrère le noyau. Ils ont de bonnes propriétés hydrophobes et peuvent être utilisés dans des conditions de pollution très sévères [7]. Cependant, ces isolateurs présentent le désavantage de vieillir sous l'effet des différentes contraintes auxquelles ils sont soumis (électrique et mécanique).

f) Nettoyage des isolateurs

□ *Le nettoyage manuel* (essuyage à sec de l'isolateur) ou **le lavage hors tension**, peuvent être utilisés de façon périodique, en particulier dans les postes. Comme ces méthodes sont utilisées hors tension, elles entraînent nécessairement des interruptions de service parfois assez longues [19]. Aussi, il faut limiter, autant que possible, leur utilisation.

□ *Le lavage sous tension* permet d'éviter ces coupures. Dans son principe, ce type de lavage permet de garder propre l'isolateur. Ce dernier est réalisé à l'aide d'installations fixes ou mobiles. Dans ces cas, il est effectué selon des règles strictes concernant la qualité de l'eau de lavage, le processus de lavage et les distances de sécurité à respecter afin d'éliminer tout risque de contournement pendant le lavage.

□ *Le nettoyage des isolateurs à l'aide d'un abrasif pulvérisé sous pression* est une technique utilisée dans certain pays (Amérique du Nord en particulier). Cette technique permet le nettoyage d'isolateurs recouverts de pollution très adhérente (ciment, par exemple) et peut être utilisée pour dégraisser les isolateurs [19].

I.5. Domaines de recherche

Afin de mieux comprendre le comportement des isolateurs sous pollution, plusieurs travaux ont été effectués. Ils comprennent les essais sur isolateurs réels, effectués in situ (**pollution naturelle**); ou alors au laboratoire (**pollution artificielle**).

D'autres sont effectués sur des modèles de laboratoire. Ils présentent l'avantage de contourner les difficultés liées aux configurations géométriques complexes des isolateurs.

I.5.1. Essais in situ et au laboratoire

Il est clair qu'il serait plus rigoureux d'effectuer des essais sur les isolateurs dans les conditions naturelles locales, plutôt que d'avoir recours à des essais artificiels. Cependant les temps nécessaires à l'observation des différents paramètres influençant le bon fonctionnement de l'isolateur demeurent longs. De plus, ce type de travaux peut être sujets de résultats capricieux. Par conséquent, l'approche par des techniques de pollution artificielle s'est avérée nécessaire. Néanmoins, ce type d'essais doit répondre à certaines normes bien définies [23], afin de reproduire les mêmes conditions de travail pour l'ensemble des chercheurs, et par la même, permettre une exploitation valable des résultats. C'est ainsi que des résultats de diverses méthodes de pollution artificielle sont parfois comparés aux résultats de pollution naturelle [6, 24, 25].

I.5.2. Modèles de laboratoire

Parallèlement, des modèles simples de laboratoire ont été adoptés par un certain nombre de chercheurs [26, 27]. Ces modèles ont permis par la simplicité de leurs configurations, d'examiner aisément l'influence de divers paramètres sur le comportement de l'isolateur (courant de fuite, contournement, tension d'entretien de l'arc, etc.). Cependant si quelques modèles reflètent assez bien le comportement de l'isolateur, d'autres par contre en restent assez éloignés [28]. Toutefois il est évident que ces modèles ne sont pas destinés à se substituer à l'isolateur, ils permettent par contre, de mieux observer les différents phénomènes de contournement.

Notons que des travaux actuels utilisant des formulations mathématiques ont permis d'élaborer des *modèles théoriques* [14, 17, 29] permettant de simuler le comportement de l'isolateur ainsi que des *modèles empiriques* [12, 13, 17, 30] établis exclusivement à partir de résultats expérimentaux.

a). En 1970, **Woodson et Mc Elroy** [31] ont tenté une approche des isolateurs, en proposant un modèle plan à géométrie circulaire (Fig. I.3), celui-ci ne donna pas de résultats satisfaisants, en vue de l'éloignement de la configuration proposée et celle de l'isolateur.

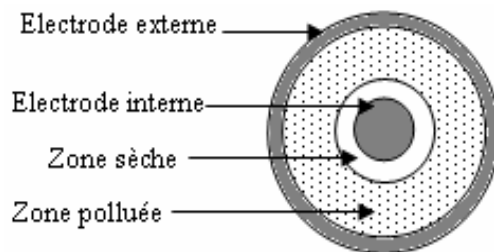


Fig. I.3 : Modèle de Woodson Mc Elroy

b). Un autre modèle reposant sur une configuration plane sera proposé ultérieurement par **Claverie et Porcheron** [32] (1973), ce modèle comprend deux électrodes l'une circulaire mise sous tension et l'autre rectangulaire mise à la terre, une couche de pollution continue séparant les deux électrodes.

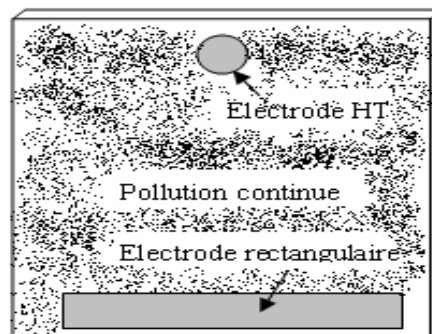


Fig. I.4 : Modèle de Claverie et Porcheron

c). Plus tard, **J.Danis** [13](1983) tiendra compte de la discontinuité de la couche de pollution à la surface d'un isolateur réel, en proposant un modèle comportant des zones sèches en alternance avec d'autres polluées, en utilisant deux électrodes identiques, rectangulaires placées aux extrémités d'une plaque isolante.

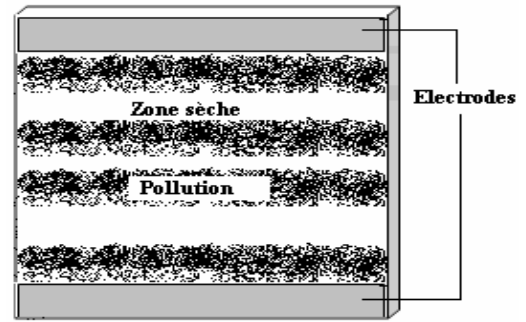


Fig. I.5 : Modèles de J. Danis

d). Un autre modèle, élaboré ultérieurement et présentant des similitudes avec le modèle précédent mais présentant une configuration cylindrique fut établi par **Alston et Zoledzłowski** [33] (1963). Ce modèle comprend deux électrodes disposées tout autour des extrémités du cylindre (Fig. I.6). Il sera adopté plus tard par d'autres auteurs [34].

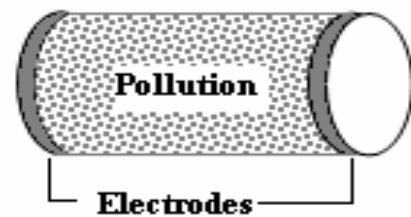


Fig. I.6 : Modèle d'Alston et Zoledzłowski

e). Utilisé également par d'autres auteurs, le modèle de **Wilkins** [35] est constitué d'une électrode mise sous tension et située au dessus d'un bac rempli d'eau additionnée de sel représentant la zone polluée, l'espace compris entre l'électrode et l'eau sera considéré comme étant la zone sèche (Fig. I.7). Ce modèle est très utilisé pour étudier le critère de propagation de l'arc [36].

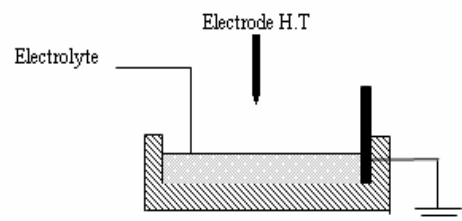


Fig. I.7 : Modèle de Wilkins

f). Le modèle proposé **M.N.Rayes et M.Zhirh** [37] (1991) est constitué d'une électrode placée au-dessus d'une plaque isolante, à une distance variable s , considérée égale à la largeur de la zone sèche. Cette plaque est placée sur quatre colonnes uniformément polluées et situées à une distance $l-s$ de la terre. Une tension alternative de fréquence 50 Hz est alors appliquée au modèle. Les auteurs se sont alors intéressés à la variation de la tension de contournement en fonction de la largeur s de la zone sèche, pour plusieurs conductivités de la pollution appliquées aux colonnes.

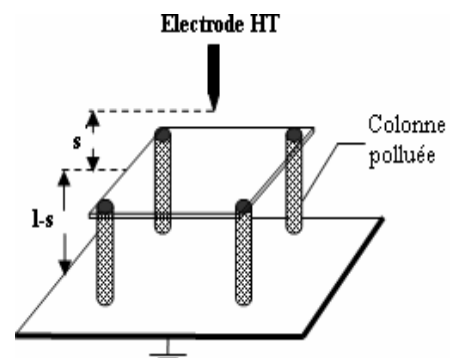


Fig. I.8 : Modèle de M.N.Rayes et M.Zhirh

I.6. Conclusion

Une ligne aérienne est constituée d'un agencement judicieux de matériaux conducteurs qui servent à transporter l'énergie électrique (ou l'information) là où elle doit être utilisée et de matériaux isolants qui permettent d'empêcher celle-ci de se perdre en empruntant le plus «court» chemin d'un potentiel à un autre. Outre leur fonction première qui est de s'opposer au passage du courant, les isolateurs ont également le rôle de maintenir mécaniquement les conducteurs dans des conditions prédéterminées.

Cependant, la pollution se présente comme un ensemble de facteurs, tout aussi complexes les uns que les autres et pouvant provoquer par leurs actions communes de nombreuses perturbations dans le fonctionnement des réseaux électriques. Par conséquent, un bon dimensionnement des isolateurs dans les lignes de haute tension ne se fera qu'en tenant compte du facteur de pollution.

Les techniques de lutte contre la pollution actuellement connues (graissage, lavage, nouveaux types d'isolateurs, revêtements hydrophobes...), permettant de disposer aujourd'hui de solutions curatives à la plupart des problèmes de pollution rencontrés par les exploitants sur le réseau.

Les difficultés rencontrées aujourd'hui pour arriver à une bonne maîtrise de la tenue des isolateurs montrent que des efforts en matière de recherche restent indispensables.

De plus une bonne connaissance du matériau diélectrique peut s'avérer nécessaire pour comprendre le comportement des isolateurs. Dans le prochain chapitre, nous aborderons justement l'étude, d'une manière générale, des propriétés principales des diélectriques : ceci nous permettra une meilleure approche du comportement des matériaux dont est constitué l'isolateur.

CHAPITRE II

PROPRIETES DES DIELECTRIQUES

II.1. Introduction

L'expérience a montré qu'il est possible d'électriser par frottement différents corps. Pour certains, l'électrisation se manifeste seulement aux points frottés. L'électricité ne se répand donc pas dans ces corps, et reste localisée au point où elle est produite. Ces corps sont des mauvais conducteurs d'électricité et sont appelés diélectriques ou isolants [38].

L'étude des matériaux diélectriques est donc née du besoin pratique d'isoler, puisque les premières expériences d'électrostatique étaient basées sur l'isolement des charges à l'aide des matériaux diélectriques. Cependant, le rôle des matériaux diélectriques, du point de vue du génie électrique, ne se résume pas à exercer une fonction isolante.

Lorsque l'on veut réaliser un condensateur de forte capacité, on recherche les matériaux à grandes permittivités permettant d'obtenir des capacités élevées sous faible volume. A l'inverse, lorsque l'on cherche à réduire la capacité d'une isolation (comme dans les câbles par exemple), les matériaux à faible permittivité sont les plus intéressants. C'est une des raisons de l'utilisation du polyéthylène ($\epsilon_r \approx 2,3$) dans les câbles d'énergie. La permittivité du diélectrique joue également un rôle capital dans la répartition du champ électrique à l'intérieur d'une isolation multi matériaux. En effet la répartition du champ électrique se fait en raison inverse des permittivités. Les diélectriques existent sous forme solide, liquide et gazeuse. Ils sont capables de stocker l'énergie électrique, puisque ils permettent au champ électrique de les pénétrer. Soumis à une tension alternative, les diélectriques laissent passer un courant dit de "déplacement", ce courant peut être très élevé si la permittivité est grande.

Les matériaux diélectriques idéaux sont des matériaux qui ne sont pas conducteurs de courant électrique puisqu'ils ne contiennent pas de charges libres dans leurs structures, aussi ils ne possèdent pas de pertes diélectriques.

Les matériaux diélectriques réels contiennent un certain volume de charges libres provenant des impuretés. Ainsi, dans les diélectriques, on peut également observer une très légère conduction, détectable surtout à basses fréquences.

Tous les phénomènes dans les diélectriques soumis à un champ électrique dépendent de la fréquence du champ, de la température et de la structure du diélectrique.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux propriétés des diélectriques réels. Nous donnerons aussi un aperçu sur les diélectriques composites, vu leur succès provenant de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des phases constituants. Comme exemple, on peut citer l'oxyde de zinc (ZnO), largement répandu dans la fabrication des varistances, et qui requiert une importance commerciale considérable.

II.2. Historique ^[39]

L'évolution des isolants peut être divisée en trois périodes, La première commença avec la découverte des propriétés de l'ambre. Les travaux de W. Gilbert vers les années 1600 donnent naissance à une deuxième période riche en événements. Il fut le premier à établir la distinction entre les phénomènes électriques et magnétiques qui étaient jusque là confondus. Il donne également la liste des substances ayant la même propriété d'attraction que l'ambre ; on y voit figurer, pour la première fois, le verre, le soufre, les résines, la gomme-laque, la cire.

Vers 1705 et avec l'apparition des machines électriques de nouvelles possibilités s'offrent aux expérimentateurs pour assurer l'isolement des conducteurs portés à haute tension. S.Gray (1729) a le mérite d'établir une définition précise des isolants et des conducteurs et, on peut attribuer à J. Th. Désaguliers la paternité des termes « insulator » ou « insulated » et « conductor ». Mais c'est C. F. de Cisternay du Fay qui a systématisé les observations de Gray. Sigaud de La Fond (1777) traduit bien les résultats obtenus par ces trois physiciens en écrivant : « C'est depuis qu'on est instruit de cette propriété des corps électrisables par frottement, qu'on s'en sert pour soutenir ceux qu'on électrifie par voie de communication. Cette manière de disposer ces derniers s'appelle isoler, c'est-à-dire disposer ces corps de manière que l'électricité qu'on leur communique ne puisse se transmettre et se dissiper dans la terre, que nous regardons comme le réservoir commun de la matière électrique. ».

Sigaud de La Fond (1775) fournit aussi quelques indications sur les isolants utilisés et recommande : « (...) chaque fois qu'on veut transmettre l'électricité à un corps susceptible de le recevoir par communication, il faut le suspendre à des fils de soie ou le placer sur du verre ou sur des pains de résine, de poix, de cire et en général sur toute espèce de corps susceptible de s'électriser.

La troisième période débute vers le 19^{ème} siècle, avec les premières réalisations de télégraphie, de l'éclairage et les problèmes liés aux choix et à la mise en œuvre des isolants, ce qui a introduit l'utilisation d'une grande variété de matériaux élaborés à partir de produits naturels, végétaux ou minéraux ; le développement de la chimie autour du charbon a permis l'introduction des isolants synthétiques; actuellement l'utilisation de quelques produits naturels très performant demeure toujours devant l'importante utilisation des dérivés du pétrole qui s'imposent techniquement et économiquement.

II.3. Définitions

Dans le vocabulaire Electrotechnique International, on peut trouver les définitions suivantes :

-Diélectrique : substance dont la propriété électromagnétique fondamentale est d'être *polarisable* par un champ électrique. Il est caractérisé par sa constante diélectrique, ou permittivité relative, déterminée par rapport à celle du vide. Pour les diélectriques d'usage courant, la valeur de cette constante sans unité varie entre 1 et plus d'un millier (pour les matériaux ferroélectriques)

-Isolant : substance qui a une *conductivité suffisamment faible* pour être utilisée afin de séparer des pièces à des potentiels différents.

Dés le XVII^e siècle on a distingué :

- Les *isolants* pour lesquels les charges électriques créées par frottement restent localisées, ainsi se comportent l'ambre, le verre, le soufre, ...
- Les *conducteurs* pour lesquels, dans les mêmes conditions, les charges se communiquent aux régions non frottées ; c'est le cas des métaux. S'ils sont isolés du sol et de l'opérateur, les conducteurs comme les isolants, se mettent aussi à attirer les corps légers.

En réalité tous les isolants sont un peu conducteurs.

II.4. Polarisation des diélectriques

Lorsqu'un diélectrique est placé dans un champ électrique, ce dernier s'en trouve modifié. Ce changement sera caractérisé par l'apparition de charges électriques. En effet, sur la partie du diélectrique voisine du corps créateur du champ apparaissent des charges de signe contraire à la charge de ce dernier et sur la partie éloignée du diélectrique des charges de même signe [40]. En fait, l'apparition de ces charges est due à la formation de pôles électriques d'où l'appellation de **polarisation des diélectriques** qu'on donne à ce phénomène. Contrairement aux conducteurs qui par application d'un champ électrique développent des charges d'une mobilité considérable, et traversent donc des distances importantes, les charges développées par la polarisation des diélectriques sont liées deux à deux (charges de signe opposé formant des dipôles électriques) et ne peuvent se déplacer qu'à des distances très petites c'est-à-dire dans les limites d'une seule molécule.

Le phénomène de polarisation est caractérisé par l'apparition d'une mince couche de charges négatives sur une face et d'une mince couche de charges positives sur l'autre face. En revanche, à l'intérieur du diélectrique il y a généralement compensation de charges de polarisation [40].

On montre alors que l'existence de charges de polarisation apparaissant au sein du diélectrique, sous l'action d'un champ électrique, permet de ramener un système de charges comprenant des isolants à un système de charge dans le vide ; il n'y a qu'un seul milieu à considérer, le vide, caractérisé par la constante électrique :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1} \quad (\text{II.1})$$

ε_0 est souvent appelée à tort (bien que ce terme soit normalisé) **permittivité du vide**; on verra que la permittivité est une caractéristique d'un milieu constitué d'atomes et de molécules et qu'elle traduit l'état de polarisation d'un diélectrique.

On constate également, qu'après l'introduction d'un diélectrique entre les armatures d'un condensateur la capacité du système augmente. Si C_0 est la capacité du condensateur placé dans le vide et C celle mesurée après l'introduction du diélectrique, on trouve alors que le rapport $\frac{C}{C_0}$ est plus grand que l'unité, il représente **la permittivité relative** du diélectrique notée : ε_r (elle était souvent appelée constante diélectrique ou pouvoir inducteur spécifique) [41]. C'est une propriété électrique caractéristique d'un matériau constitué d'atomes et de molécules et traduit l'état de polarisation d'un diélectrique.

La **permittivité absolue** ε est définie par la relation :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (\text{II.2})$$

Pour interpréter tous les résultats précédents on est conduit à admettre que les charges présentes dans le diélectrique prennent, sous l'action du champ électrique une répartition telle que leurs actions à distance ne soient pas nulles en moyenne.

Chaque molécule d'un diélectrique polarisé se transforme ainsi en un dipôle électrique et acquiert un moment dipolaire défini par :

$$\vec{P} = q\vec{l} \quad (II.3)$$

où \vec{l} : vecteur joignant les charges q et (-q)

Pour pouvoir caractériser quantitativement la polarisation d'un diélectrique on utilise une grandeur physique spéciale appelée vecteur polarisation électrique. Le moment diélectrique rapporté à l'unité de volume du diélectrique est donc défini par :

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{P}_i}{\tau} \quad (II.4)$$

où \vec{P}_i : vecteur polarisation élémentaire.
 τ : volume unitaire

On peut alors écrire l'expression du vecteur déplacement électrique d'un diélectrique polarisé :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (II.5)$$

On en déduit que dans le vide le vecteur déplacement électrique s'écrit :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (II.6)$$

Car le vecteur polarisation est nul.

II.4.1. Mécanismes de polarisation

L'effet de la polarisation diélectrique avait été découvert par Michael Faraday en 1837. L'origine de cette polarisation est différente selon la structure du matériau. On distingue plusieurs types de polarisation (Fig. II.2): électronique, ionique, dipolaire, macroscopique, inter faciale (ou du type Maxwell - Wagner) et spontanée (Fig. II.1) ; celles-ci peuvent co-exister ou apparaître séparément. Aussi, tous ces types de polarisation peuvent être classés en deux groupes selon leurs caractères: **la polarisation élastique** (ou de résonance) et **la polarisation de relaxation**. La polarisation totale est la somme des différents types de polarisation [42].

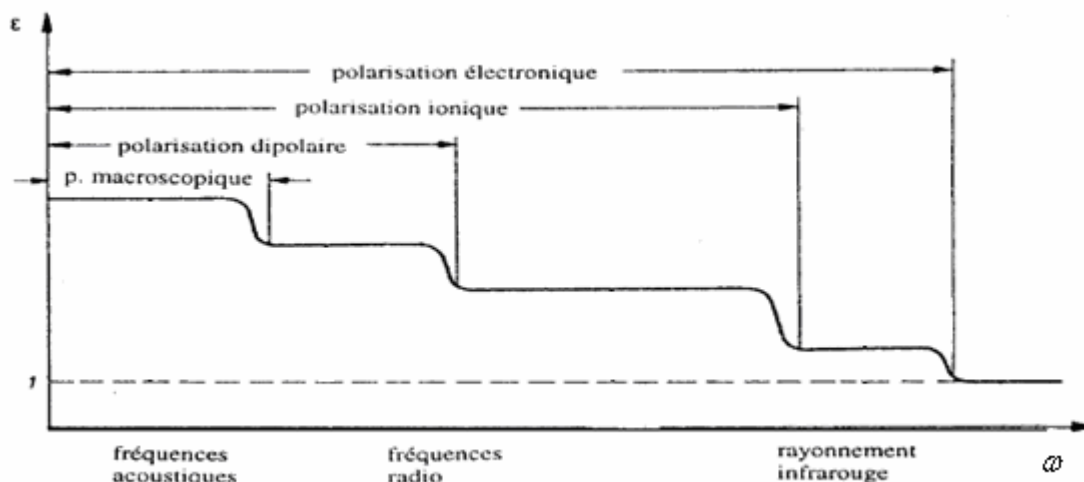


Fig. II.1 : Variation de la permittivité diélectrique en fonction de la fréquence [42]

II.4.1.1. Polarisation élastique

-La polarisation électronique est présente dans tous les diélectriques, sans exception. Elle résulte des déplacements des orbitales électroniques externes par rapport au noyau de l'atome. La polarisation électronique s'établit en quelques 10^{-15} s. La déformation de l'orbite qui l'accompagne est élastique, c'est à dire que le travail nécessaire à son apparition n'est pas converti en chaleur mais stocké dans le champ électrique. La polarisation élastique électronique ainsi que les dipôles induits disparaissent quand le champ est supprimé.

-La polarisation ionique (ou atomique) résulte du déplacement des atomes liés par des liaisons ioniques, dans ce cas les électrons de valence parcourent les orbitales partagées avec d'autres atomes. On rencontre les liaisons ioniques dans la plupart des diélectriques solides non organiques avec une structure cristalline (cristaux ioniques). Vu l'inertie des ions relativement lourds, ce type de polarisation s'établit en environ 10^{-13} s, donc plus lentement que la polarisation électronique, et dépend de la charge de l'ion et des forces de liaisons ioniques mutuelles. La polarisation ionique, de même que la polarisation électronique, crée des dipôles induits; elle ne provoque pas de pertes d'énergie et disparaît avec la suppression du champ appliqué. C'est donc **une polarisation élastique**. Elle existe jusqu'aux fréquences correspondant à l'infrarouge; elle est propre à la plupart des matériaux céramiques.

II .4.1.2. Polarisation de relaxation

La polarisation de relaxation concerne la *polarisation dipolaire* et la *polarisation macroscopique*. Elle englobe tous les mécanismes dans lesquels, sous l'action du champ électrique, s'effectue un déplacement de charges liées, conduisant à une désorganisation de la structure du milieu. Il s'y crée ainsi un état quasi-statique du nouvel arrangement, accompagné de la création d'un moment dipolaire. Ce moment dipolaire disparaît avec la suppression du champ, car le mouvement thermique conduit à nouveau à une répartition chaotique des charges. Dans le phénomène de relaxation, le changement d'orientation ne s'effectue pas immédiatement mais avec un certain retard (relaxation) par rapport aux changements du champ électrique externe; le temps nécessaire pour atteindre un équilibre est appelé temps de relaxation ' τ '. Il dépend de la température et de la viscosité du milieu. La polarisation de relaxation apparaît à des fréquences inférieures aux fréquences correspondantes aux micro-ondes. Elle augmente avec le moment dipolaire de la molécule polarisée, et décroît avec la température; la température influence le mouvement thermique chaotique des molécules s'opposant aux forces électriques. La polarisation de relaxation est toujours accompagnée par la polarisation électronique ou ionique et elle englobe :

-La polarisation dipolaire (ou d'orientation) consiste en l'orientation, sous l'action du champ électrique, des molécules polaires, c'est à dire celles qui possèdent un moment dipolaire permanent. La structure de ces molécules est asymétrique: le centre de gravité résultant de toutes les charges négatives d'une telle molécule ne coïncide pas avec celui de toutes ses charges positives – la molécule est un dipôle électrique. Le caractère dipolaire est généralement propre aux molécules des composés chimiques ayant des liaisons ioniques, mais également aux composés ayant des liaisons covalentes qui ont une structure asymétrique (par exemple H_2O).

-La polarisation macroscopique (appelée également polarisation de la charge spatiale) décrit le processus du déplacement limité des charges libres. Elle peut être rencontrée dans les diélectriques liquides et solides, surtout avec une structure non-homogène ou amorphe. La polarisation macroscopique s'établit lentement. Selon le type de matériau et des conditions de mesure (température, hygrométrie), le courant de déplacement qui l'accompagne lorsqu'une tension constante est appliquée, peut être observé pendant quelques millisecondes jusqu'à des

centaines d'heures. La polarisation macroscopique dans les diélectriques liquides résulte de l'amasement des ions au voisinage des électrodes. Dans les diélectriques solides, le mouvement des charges est limité à cause des états énergétiques locaux de capture ou des barrières de potentiel. Les deux phénomènes résultent de la non homogénéité du matériau.

-La polarisation inter faciale (ou du type Maxwell-Wagner) apparaît dans les diélectriques non homogènes dont les permittivités et les conductivités des matériaux constituants 1 et 2 sont telles que:

$$\varepsilon_1/\varepsilon_2 \neq \sigma_1/\sigma_2 \quad (\text{II.7})$$

Elle résulte d'une accumulation de charges à la frontière des deux milieux. Ce type de polarisation possède aussi un caractère de relaxation, le temps de relaxation augmente quand la conductivité décroît. Généralement, la polarisation inter faciale s'affaiblit au voisinage des fréquences supérieures aux fréquences acoustiques.

-La polarisation spontanée apparaît dans les matériaux caractérisés par la présence de régions, appelées domaines, comportant des particules polarisées de manière identique. Les domaines, désordonnés au début, s'orientent quand le champ est appliqué et conformément à ce champ apparaît la polarisation spontanée; elle provoque une augmentation importante de la permittivité. Les matériaux caractérisés par la polarisation spontanée sont appelés matériaux ferroélectriques (exemple: le titanate de Baryum, BaTiO_3), très utilisés pour la fabrication de condensateurs de grande capacité dans un espace très réduit.

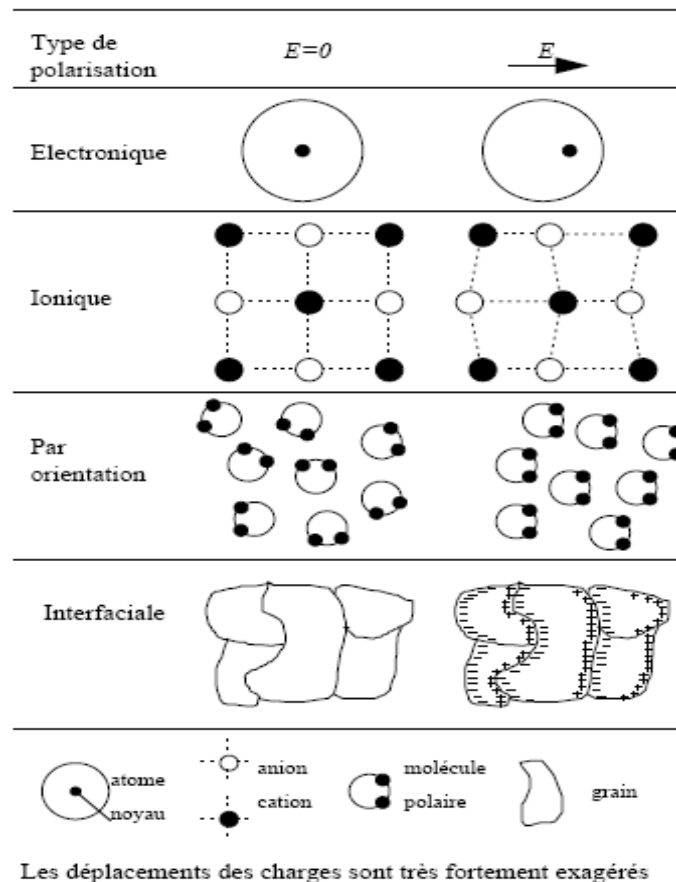


Fig. II.2 : Types de polarisation [43]

II.5. Permittivité complexe

Quand on applique une tension sinusoïdale à un condensateur constitué d'un diélectrique autre que le vide on observe, le diélectrique étant imparfait, un dégagement de chaleur qui se superpose éventuellement à l'effet Joule (Pertes par conductivité) et qui constitue les pertes diélectriques. Ces pertes sont dues, ainsi que nous le montrerons, aux phénomènes de relaxation déjà décrits précédemment. Ceux-ci conduisent à un *retard* de l'induction électrique \vec{D} sur l'excitation \vec{E} . Dans le cas d'une excitation sinusoïdale, on aura donc :

$$\begin{cases} E(t) = E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi) \\ D(t) = \epsilon_0 \epsilon_r E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi - \delta) = \epsilon E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi - \delta) \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

Si, on exprime ces grandeurs sous leur forme complexe, on aura :

$$\vec{E} = E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} \quad \text{et} \quad \vec{D} = \epsilon E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} e^{-j\delta} \quad (\text{II.9})$$

Si on effectue le rapport des deux vecteurs, on obtient une permittivité *complexe* $\bar{\epsilon}$ donnée par:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\vec{D}}{\vec{E}} = \frac{\epsilon E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} e^{-j\delta}}{E_{\text{eff}} e^{-j\varphi}} = \epsilon e^{-j\delta} = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (\text{II.10})$$

$$\text{avec} \quad \epsilon' = \epsilon \cos \delta \quad \text{et} \quad \epsilon'' = \epsilon \sin \delta$$

Remarques :

1-Entre ϵ' et ϵ'' , on établit aussi la relation : $\text{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$. Ainsi, si \vec{E} et \vec{D} sont en phase on aura : $\text{tg} \delta = 0$, $\epsilon'' = 0$ et $\epsilon' = \epsilon$

2-La permittivité complexe ainsi obtenue dépend, ainsi que nous le verrons dans les prochains paragraphes, de la pulsation ω . Par ailleurs, la permittivité ϵ définie plus haut est aussi appelée permittivité 'statique' ϵ_s car elle correspond au rapport $\frac{\vec{D}}{\vec{E}}$ pour un champ invariable, où la fréquence est donc nulle. On lui oppose souvent la permittivité optique ϵ_∞ où la fréquence est considérée comme infinie.

II.6. Pertes diélectriques

A partir des équations de Maxwell, nous développerons les calculs dans le cas d'un champ sinusoïdal afin d'établir le bilan de puissance général, nous nous intéresserons précisément aux matériaux diélectriques afin de déterminer la nature des pertes actives et réactives, et donc, en déduire le facteur de pertes diélectriques.

II.6.1. Equations de Maxwell

Un champ électrique \vec{E} statique peut exister en l'absence d'un champ \vec{H} ; un condensateur portant la charge constante Q en fournit un exemple. Mais par contre, quand les champs varient avec le temps, \vec{H} ne peut exister sans un champ \vec{E} , de même que \vec{E} ne peut pas exister sans un champ \vec{H} correspondant. Bien qu'on puisse tirer de nombreuses informations intéressantes de la théorie des champs statiques, c'est seulement avec les champs variables dans le temps, que la théorie du champ électromagnétique prend sa pleine valeur.

Les expériences de Faraday et de Hertz, ainsi que les analyses théoriques de Maxwell se rapportaient toutes à des champs variables [44].

Les équations regroupées ci-dessous, sous le nom d'équations de Maxwell, sont données sous leur forme la plus générale, c'est-à-dire en présence d'éventuels charges et courants de conduction.

<i>Forme locale :</i>	<i>Forme intégrale :</i>
$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div} \vec{D} = \rho_{\text{libre}} \\ \text{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \oint_S \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad \text{(Théorème d'ampère)} \\ \oint_S \vec{E} d\vec{l} = \iint_S \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad \text{(Loi de Faraday)} \\ \oiint_S \vec{D} d\vec{S} = \iiint_V \rho dV \quad \text{(Théorème de Gauss)} \\ \oiint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad \text{(Loi de conservation de flux)} \end{array} \right.$

Il faut noter que les formes locales ou intégrales des deux premières équations sont équivalentes d'après le théorème de Stokes, tandis que les formes locales et intégrales des deux dernières le sont d'après le théorème d'Ostrogradsky, ou théorème de la divergence.

La première et la seconde des équations locales montrent dans ce cas que les champs \vec{E} et \vec{H} variables, ne peuvent pas exister indépendamment. Par exemple, si \vec{E} est fonction du temps, alors $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$ sera aussi fonction du temps, si bien que la dérivée $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ sera différente de zéro.

Par conséquent, $\text{rot} \vec{H}$ est lui-même non nul, et il doit donc exister un champ \vec{H} différent de zéro. De manière tout à fait similaire, la seconde équation montre que si \vec{H} est fonction du temps, il doit exister un champ \vec{E} .

II.6.2. Relation d'Oumov - Poynting

A partir des deux premières équations on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E} \text{ rot} \vec{H} = \vec{j}_c \cdot \vec{E} + \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1') \\ \vec{H} \text{ rot} \vec{E} = -\vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2') \end{array} \right. \quad \text{(II.11)}$$

En retranchant la deuxième équation à la première, on obtient :

$$\underbrace{\vec{E} \operatorname{rot} \vec{H} - \vec{H} \operatorname{rot} \vec{E}}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{transportée (par} \\ \text{unité de volume)}}} = \underbrace{\vec{j}_c \vec{E}}_{\substack{\text{Pertes joules} \\ \text{(par unité de} \\ \text{volume)}}} + \underbrace{\vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}_{\substack{\text{Densité d'énergie} \\ \text{électromagnétique}}} \quad (\text{II.12})$$

Et donc : $-\operatorname{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}) = \vec{j}_c \vec{E} + \frac{\partial w_{em}}{\partial t}$ Relation d'Oumov-Poynting. (II.13)

Avec : $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H}$ Vecteur de Poynting

Pour un volume v :

$$-\iiint_V \operatorname{div} \vec{\Pi} dV = \iiint_V \vec{j}_c \vec{E} dV + \iiint_V \frac{\partial w_{em}}{\partial t} dV \quad (\text{II.14})$$

En appliquant le théorème d'Ostrogradsky, nous établissons le bilan énergétique pour un volume V quelconque.

$$-\iint_S \vec{\Pi} d\vec{S} = \iiint_V \vec{j}_c \vec{E} dV + \frac{\partial W_{em}}{\partial t} \quad (\text{II.15})$$

II.6.3. Cas d'un champ sinusoïdal

$\vec{H}, \vec{B}, \vec{j}_c, \vec{E}$ et \vec{D} sont représentés par des vecteurs complexes (système (u,v,w) de l'espace).

$$\vec{X} = (X_u e^{j\varphi_u}) \vec{e}_u + (X_v e^{j\varphi_v}) \vec{e}_v + (X_w e^{j\varphi_w}) \vec{e}_w \quad (\text{II.16})$$

On a aussi :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \\ \bar{\mu} = \mu' - j\mu'' \end{array} \right. \quad (\text{II.17})$$

Remarque : en raison de phénomène de relaxation, pour les matériaux magnétiques, la perméabilité magnétique possède aussi une partie imaginaire.

Si on suppose γ réel (le temps de relaxation des charges libres est supposé très faible) (pour les fréquences très élevées γ peut être complexe).

Les deux premières équations de Maxwell deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} + j\omega \bar{\varepsilon} \vec{E} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega \vec{B} \end{array} \right. \quad (\text{II.18})$$

Si, \vec{E}^* et \vec{H}^* sont les conjugués de \vec{E} et \vec{H} . $(\vec{E} \vec{E}^* = E^2 \text{ et } \vec{H} \vec{H}^* = H^2)$

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{H}^* = \gamma \vec{E}^* + j\omega \bar{\epsilon} \vec{E}^* & (1'') \times \vec{E} \\ \text{rot} \vec{E} = -j\omega \bar{\mu} \vec{H} & (2'') \times \vec{H}^* \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

En multipliant (1'') par \vec{E} et (2'') par \vec{H}^* puis en faisant la différence des deux équations obtenues on aura :

$$\vec{E} \text{rot} \vec{H}^* - \vec{H}^* \text{rot} \vec{E} = -\text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad \text{avec } \vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H}^*$$

Et

$$-\text{div} \vec{\Pi} = \gamma E^2 - j\omega \bar{\epsilon} E^2 + j\omega \bar{\mu} H^2$$

En développant, le flux du vecteur de Poynting à travers une surface fermé, donne :

$$-\oint_S \vec{\Pi} d\vec{S} = \underbrace{\iiint_V (\gamma E^2)}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{apparente}}} + \underbrace{\iiint_V \epsilon'' \omega E^2}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{joules}}} + \underbrace{\iiint_V \mu'' \omega H^2}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{diélectriques}}} + \underbrace{\iiint_V \mu' \omega H^2}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{magnétiques} \\ \text{(pertes fer)}}} + 2j\omega \underbrace{\iiint_V (-\frac{\epsilon' E^2}{2})}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{réactive} \\ \text{(capacitive)}}} + 2j\omega \underbrace{\iiint_V (\frac{\mu' H^2}{2})}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{réactive} \\ \text{(selfique)}}} \quad (\text{II.20})$$

La puissance apparente s'écrit aussi :

$$\vec{S} = P + jQ \quad (\text{II.21})$$

A partir de (II.20) et (II.21), on peut séparer la partie réelle représentant les différentes pertes actives, et la partie imaginaire représentant les puissances réactives.

$$\begin{cases} P = \text{Re}(\vec{S}) = \int_{(v)} (\gamma E^2 + \epsilon'' \omega E^2 + \mu'' \omega H^2) dV \\ Q = \text{Im}(\vec{S}) = \omega \int_{(v)} (\mu' H^2 - \epsilon' E^2) dV \end{cases} \quad (\text{II.22})$$

Application aux diélectriques $\mu \approx \mu_0$, donc très faible (matériau non magnétique).

$$\begin{cases} P = \iiint_V (\gamma E^2 + \epsilon'' \omega E^2) dV \\ Q = -\omega \iiint_V \epsilon' E^2 dV \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

Remarque : en haute tension, les termes γ, ϵ'' et ϵ' peuvent changer sous l'action des champs très élevés (cas des huiles) [39].

$$\text{tg} \delta' = \frac{P}{Q} = \frac{\gamma + \epsilon'' \omega}{\epsilon' \omega} = \frac{\gamma_a}{\epsilon' \omega} \quad (\text{II.24})$$

δ' est l'angle complémentaire du déphasage entre la tension appliquée au diélectrique et le courant qui en résulte et γ_a conductivité apparente du matériau.

Cette équation montre que la partie imaginaire de la constante diélectrique ε'' rend compte seulement des pertes dues au travail nécessaire à l'établissement de la polarisation. Associées aux pertes liées à la conduction ohmique résiduelle σ du diélectrique, elles représentent la puissance active absorbée par le diélectrique illustrée par la conductivité apparente qui s'exprime comme : $\gamma_a = \gamma + \varepsilon'' \omega$

II.7. Influence de la fréquence sur la permittivité complexe

Sous l'action d'un champ alternatif il est possible de distinguer divers phénomènes :

-Les phénomènes de résonance résultent du déplacement de charges, contrariés par des forces de rappel proportionnelles à l'amplitude du déplacement ; dans les isolants ils sont dus à des électrons ou à des ions soumis à des champs électriques de fréquence 10^{12} à 10^{14} Hz. il s'agit de la polarisation électronique ou atomique. La résonance est caractérisée par une chute brutale de ε' à une fréquence ω_0 . À la chute brutale de ε' correspond un pic de la composante imaginaire ε'' [40]. Tant que la fréquence du champ électrique est faible ε'' est nulle et ε' garde sa valeur statique, on distingue deux états d'équilibre pour chacune de ses caractéristiques. Dans un champ statique ($\omega \rightarrow 0$), la permittivité diélectrique est nommée permittivité statique " ε_s ", et dans les fréquences optiques ($\omega \rightarrow \omega_{opt}$), elle est nommée permittivité optique est notée ε_∞ .

-Les phénomènes de relaxation dus généralement à l'oscillation de dipôles à des fréquences comprises entre 10^7 et 10^{10} Hz, traduisent bien la polarisation dipolaire ou d'orientation ; ε' diminue progressivement lorsque la fréquence augmente, sans s'annuler, c'est la relaxation dipolaire de Pellat-Debye.

L'équation typique décrivant ce modèle simple de relaxation est l'équation de dispersion de Debye

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} - j \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \varepsilon' - j \varepsilon'' \quad (II.25)$$

avec : $\tau = \frac{1}{\omega_0}$, ω_0 étant la fréquence de résonance.

L'étude de ces fonction permet donc d'établir les variations de ε' et ε'' en fonction de la fréquence, les allures sont données par la figure II.3.

Plusieurs types de polarisation peuvent être décrits qualitativement de la même manière et c'est pourquoi, dans la plupart des cas, on peut appliquer l'équation de Debye. Il faut cependant rappeler que cette équation a été établie spécifiquement pour le cas de la relaxation dipolaire.

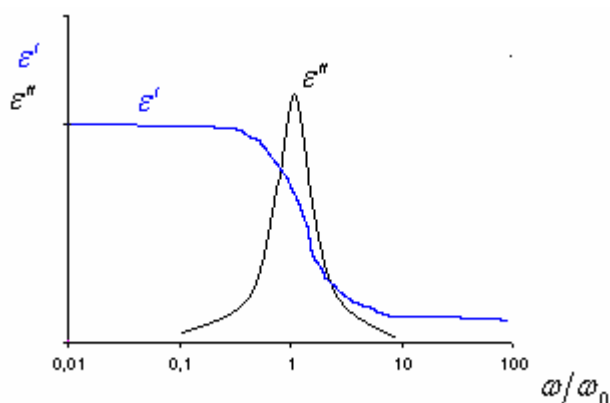


Fig. II.3 : Influence de la fréquence sur la permittivité complexe

L'inconvénient de ce modèle est qu'il ne considère qu'un seul temps de relaxation et omet les interactions moléculaires alors que les diélectriques dipolaires réels correspondent rarement à ce modèle. De ce fait, on ne peut pas toujours décrire le phénomène de relaxation à l'aide de cette

équation simple de Debye, car bien souvent les diélectriques se caractérisent par plusieurs temps de relaxation, comme c'est le cas par exemple des substances macromoléculaires, et des composites. Cole-Cole, Davidson-Cole ainsi que d'autres chercheurs ont proposé des modifications de l'équation de Debye en y introduisant des exposants empiriques menant à une augmentation du nombre de temps de relaxation pris en considération.

Néanmoins, toutes ces tentatives de description des phénomènes de relaxation diélectrique n'expliquent pas la complexité des phénomènes et relations observés pour un grand nombre de corps solides, surtout dans le spectre des basses fréquences. Il semble que les processus résultant des interactions entre plusieurs molécules chargées et responsables de la polarisation du diélectrique, jouent un rôle fondamental. Par conséquent, la description des mécanismes physiques (à l'échelle microscopique) impliqués dans les propriétés diélectriques des matériaux demeure toujours ouverte [44].

II.8. Conditions aux limites à la surface de séparation de deux diélectriques

Dans le cas d'un diélectrique homogène la répartition des grandeurs électriques est continue. Cependant, ces grandeurs peuvent subir une discontinuité à la surface de séparation de deux ou plusieurs diélectriques. Il est donc important de décrire le comportement des grandeurs électriques dans un tel cas. Les relations déterminant ces comportements sont données ce qu'on appelle les conditions aux limites.

Soit une surface (S) séparant deux milieux matériels (ϵ_1) et (ϵ_2). Ces milieux peuvent être indifféremment le vide, un métal ou un diélectrique. Comme le champ électrique est un champ conservatif, l'intégrale le long d'une ligne fermée de $\vec{E} \cdot d\vec{l}$ est nulle quelque soit le chemin suivi ; la figure II.4 présente un chemin rectangulaire dont les coins sont numérotés 1, 2, 3 et 4.

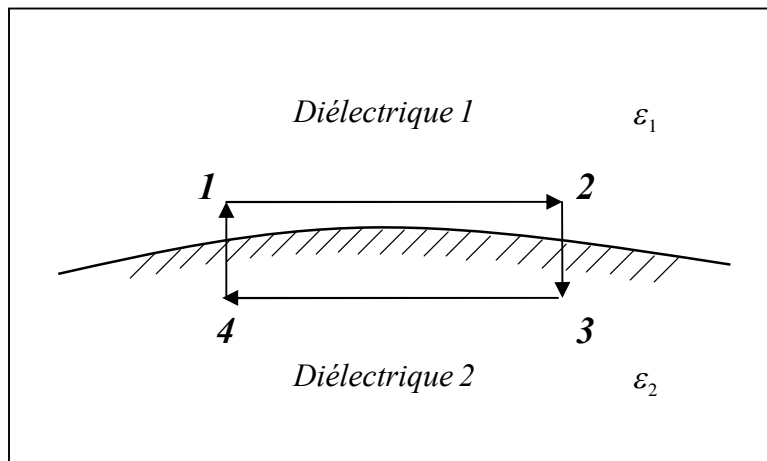


Fig. II.4 : Surface de séparation entre deux diélectriques différents

Nous aurons donc :

$$\int_1^2 \vec{E} d\vec{l} + \int_2^3 \vec{E} d\vec{l} + \int_3^4 \vec{E} d\vec{l} + \int_4^1 \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (\text{II.26})$$

Les intégrales $\int_2^3 \vec{E} d\vec{l}$ et $\int_4^1 \vec{E} d\vec{l}$ sont nulles.

Le vecteur $d\vec{l}$ étant parallèle à la surface (S) cette relation ne concerne que les composantes tangentielles de \vec{E} elles aussi parallèle à(S).

$$\int_1^2 E_{t1} dl - \int_3^4 E_{t2} dl = 0 \quad (\text{II.27})$$

La composante tangentielle de \vec{E} est continue à la traversée de la surface de séparation des diélectriques, ce qui peut s'écrire :

$$E_{t1} = E_{t2} \quad \text{soit} \quad \frac{D_{t1}}{\epsilon_{r1}} = \frac{D_{t2}}{\epsilon_{r2}} \quad (\text{II.28})$$

Pour obtenir les conditions sur les composantes normales, on considère un cylindre circulaire droit fermé et de petites dimensions. Il est traversé par la surface de séparation comme l'indique la figure II.5 :

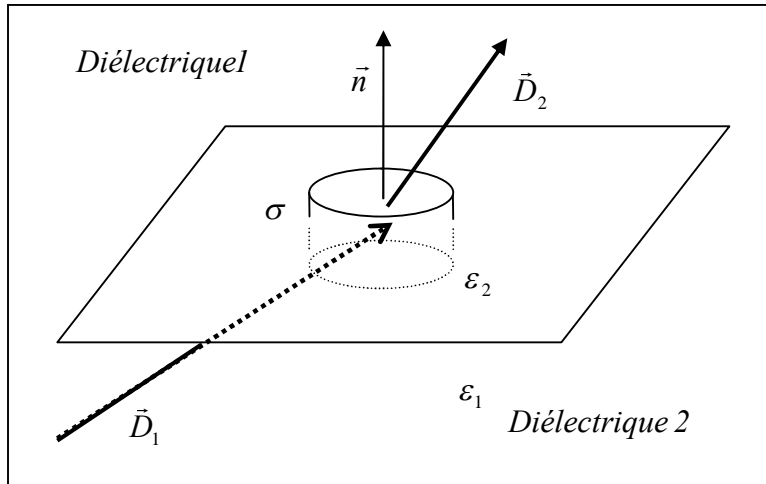


Fig. II.5 : Discontinuité de l'induction à la limite de deux diélectriques

Sur la surface ΔS délimitée par le cylindre, plaçons une charge libre de densité superficielle σ , soit \vec{n} le vecteur unitaire perpendiculaire à ΔS . En appliquant la loi de Gauss on établit la relation :

$$(D_{n2} - D_{n1}) \Delta S = \sigma \Delta S \quad (\text{II.29})$$

D_{n1} et D_{n2} sont les composantes de l'induction dans les milieux de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 .

La composante normale \vec{D} subit une discontinuité de valeur σ , à la traversée de la surface de séparation, ce qui peut s'écrire :

$$D_{n2} - D_{n1} = \sigma \quad \text{soit} \quad \epsilon_{r2} E_{n2} - \epsilon_{r1} E_{n1} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (\text{II.30})$$

Si la surface de séparation ne porte pas de charges libres ($\sigma = 0$) on obtient :

$$D_{n1} = D_{n2} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{r1} E_{n1} = \varepsilon_{r2} E_{n2} \quad (\text{II.31})$$

II.9. Notions sur les matériaux composites

Il y a plus d'un siècle qu'un intérêt particulier a été porté sur le mélange des diélectriques, appelé plus tard diélectrique composite. Le succès des matériaux composites provient de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des phases constituantes.

C'est surtout dans les années soixante dix du siècle dernier, suite à la crise pétrolière, qu'un intérêt très particulier a été porté sur les matériaux composites en vue de concevoir de nouveaux produits [45]. L'application des composites s'étend de l'industrie du sport à l'aérospatiale. Dans le domaine du génie électrique, l'application de l'isolation composite dans l'appareillage haute tension à base de polymères chargés avec des minéraux et renforcés avec des fibres avait connu une augmentation tout à fait spectaculaire.

Aussi, les propriétés électriques des composites métal - isolant, comportant des particules métalliques ou des fibres conductrices (exemple : le noir de carbone) dispersées aléatoirement dans une matrice isolante, sont sujet à de nombreuses études, ces composites ayant une conductivité relativement élevée sont répandus dans les application de type écrans électromagnétiques en vue de protéger les composants électroniques [46].

Un intérêt particulier est porté aux polymères chargés à la céramique piézoélectrique, utilisé dans l'industrie des capteurs [44]. Cependant, l'utilisation des matériaux composites dans l'appareillage haute tension pose de sérieux problèmes pouvant menacer la sûreté et la fiabilité de fonctionnement des systèmes électro-énergétiques ; l'existence d'eau dans l'isolation, par exemple dans l'huile de transformateurs, sur les surfaces des isolateurs, ou dans les corps des isolateurs composites. Vu le risque de réduction des performances des matériels haute tension, il est important de pouvoir effectuer un diagnostic et d'interpréter les résultats d'analyse de la création de tels composites.

II.9.1. Permittivité effectives et lois de mélange

a). Permittivité effective

Le concept de permittivité effective ou constante diélectrique macroscopique est indispensable pour la modélisation des matériaux composites. La caractéristique effective d'un matériau composite ne dépend pas seulement des propriétés physiques de ses constituants, mais elle est également déterminée par la micro géométrie d'un tel système hétérogène. Il s'agit principalement des formes d'inclusions, de leurs répartition dans la matrice, de leur orientation par rapport aux contraintes externes (forces électriques, forces mécaniques, ...), et de leur fraction volumique (concentration). Ainsi, la caractéristique effective du matériau est une fonction très complexe, dépendant de tous ces facteurs, elle est donc difficile à décrire.

b). Lois des mélanges

La permittivité effective des hétéro structures, décrivant les relations entre les propriétés microscopiques et macroscopiques des composites, a été décrite par de nombreuses formules analytiques et théories, appelées « lois de mélanges ». Les premières ont été proposées il y a déjà

plus de 150 ans ; il s'agit des célèbres formules de Clausius Mossotti, de Maxwell-Garnett et de Rayleigh. Cependant, les travaux sur les lois de mélanges se poursuivent encore.

II.9.2. Théories du champ électrique local

L'approche théorique du problème de la permittivité diélectrique des mélanges diélectriques nécessite le calcul des polarisabilités et des moments dipolaires des inclusions composant le mélange, ceci ne peut se faire que par l'établissement de l'expression du champ local.

Le champ électrique local \vec{E}_l est par définition le champ régnant à l'emplacement d'un dipôle i donné, autrement dit c'est la résultante du champ macroscopique appliqué \vec{E} et des champs créés par tous les autres dipôles \vec{E}_j [47]:

$$(\vec{E}_l)_i = \vec{E} + \sum \vec{E}_j \quad (\text{II.32})$$

Considérons un matériau diélectrique se trouvant dans un champ électrique \vec{E} , et les particules du diélectrique se trouvant dans une cavité macroscopique sphérique (Fig. II.6).

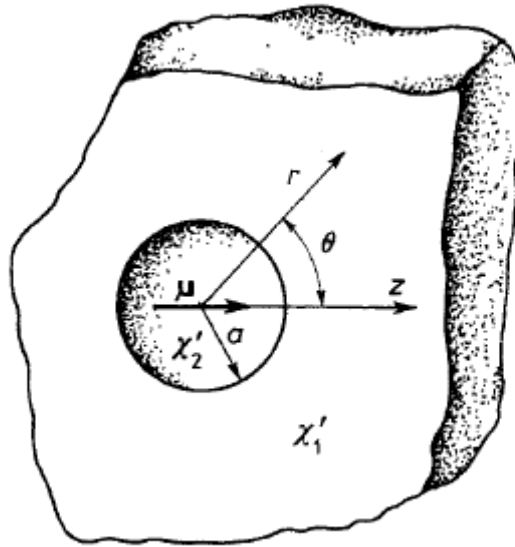


Fig. II.6 : Cavité macroscopique située dans le champ électrique externe \vec{E}

Le diélectrique qui entoure cette cavité est considéré comme homogène. Le champ régnant à l'intérieur de la cavité sera la résultante du champ macroscopique extérieur \vec{E} , du champ macroscopique \vec{E}_l provenant des charges induites sur la surface de la cavité, donc du milieu continu uniformément polarisé par \vec{P} (si la cavité est sphérique, ce champ est déterminé par un calcul électrostatique élémentaire: $\vec{E}_l = \vec{P} / 3 \epsilon_0$, le facteur $1/3 \epsilon_0$ étant le coefficient de dépolérisation d'une sphère), et du champ \vec{E}_2 représentant la somme des champs individuels créés par les n dipôles (particules) situés à l'intérieur de la cavité. Le champ électrique local de ce diélectrique sera alors:

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (\text{II.33})$$

Le calcul du champ électrique local est l'un des principaux problèmes de la théorie des diélectriques. C'est un problème complexe qui n'a toujours pas été résolu d'une manière complète et précise. Cependant, de nombreux modèles ont été proposés depuis 1880 dont on citera les plus importants.

II.9.2.1. Modèle de Lorentz

Lorentz a utilisé certaines approximations, qui lui ont permis d'obtenir des relations simples entre le champ local \vec{E}_l et le champ extérieur \vec{E} .

Le champ local et le champ appliqué (extérieur) sont liés selon Lorentz (1880) [48] par la relation:

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} = \frac{(\epsilon'_r + 2)}{3} \vec{E} \quad (\text{II.34})$$

Lorentz est parti du principe que les champs électriques créés par les particules remplissant la cavité sphérique du diélectrique, s'annulent à l'intérieur de cette cavité ($E_2=0$). Ce qui limite le domaine d'application de l'équation décrivant le champ de Lorentz. Elle n'est satisfaite que dans le cas où les particules n'ont pas de moments dipolaires permanents, c'est-à-dire dans le cas des molécules non polaires, ou bien quand elles sont distribuées de façon désordonnée, ou encore quand elles constituent un réseau cristallin ayant une symétrie importante (dans ce cas $E_2=0$). On ne peut donc négliger le champ \vec{E}_2 provenant du voisinage le plus proche de la particule dans le cas des gaz condensés ou des liquides avec les particules dipolaires. Toutes les équations basées sur le modèle du champ local de Lorentz ne décrivent donc pas correctement les processus se produisant dans les diélectriques dipolaires condensés.

II.9.2.2. Modèle d'Onsager

En 1936, Onsager [49] a proposé un nouveau modèle du champ local – pour les diélectriques dipolaires. Afin de calculer le champ local, Onsager a traité une molécule comme un dipôle ponctuel polarisable, placé dans une cavité sphérique, le milieu extérieur étant un diélectrique continu et homogène. Le champ local de ce système serait constitué du champ \vec{A} de la cavité, créée par le champ extérieur \vec{E} , et du champ de réaction \vec{R} régnant également dans la cavité mais qui est créé par les charges induites par le dipôle :

$$\vec{E}_l = \vec{A} + \vec{R} = \beta \vec{E} + r \vec{\mu} \quad (\text{II.35})$$

où

$$\beta = \frac{\epsilon'_r (\epsilon_0 + 2)}{2\epsilon_r + \epsilon_\infty}$$

$$r = \frac{2(\epsilon' - 1)(\epsilon_\infty - 1)}{3(2\epsilon'_r + \epsilon_\infty)\alpha_d}$$

$\vec{\mu}$ étant le moment dipolaire et α_d la polarisabilité dipolaire.

Le champ d'Onsager prend en compte les faibles distances entre les particules; par conséquent, il peut être appliqué aux systèmes contenant un nombre important de dipôles par unité de volume. Onsager a apporté de bonnes améliorations au modèle de Lorentz, cependant, le

fait que ce modèle suppose que le dipôle est entouré d'un milieu continu et homogène, limite son application.

D'autres modèles ont été proposés plus tard par de nombreux auteurs, En 1939, Kirkwood [50] a proposé un modèle un peu plus amélioré que celui d'Onsager. Mais la théorie la plus générale du champ local, et la plus considérée aujourd'hui, est celle proposée par Fröhlich en 1958 [51]. Néanmoins, les lois de mélanges connues se basent toujours sur le champ local de Lorentz.

II.9.3. Utilisation des diélectriques composites

L'utilisation de diélectriques différents est souvent nécessaire pour des raisons constructives mécaniques.

Par exemple papier + presspahn + huile dans les transformateurs. L'utilisation de diélectriques de permittivités différentes peut s'avérer utile pour la répartition du champ, mais peut aussi s'avérer très dangereuse si mal contrôlée ou si c'est un résultat involontaire (par ex. une bulle dans l'isolant ou une couche d'air entre des isolants sandwich...).

II.9.4. Répartition du champ pour un système à deux diélectriques parallèle

Admettons une région composée de deux diélectriques soumis à un champ uniforme.

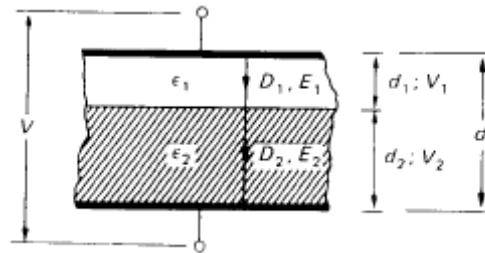


Fig. II.7 : Deux diélectriques dans un champ uniforme

Cette configuration représente deux capacités en série dont les caractéristiques diffèrent de ϵ_1, d_1 et ϵ_2, d_2 . Le déplacement électrique $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$ est identique pour les deux couches. On en déduit :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (\text{II.36})$$

D'autre part, la différence de potentiel aux bornes du système est :

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2 \quad (\text{II.37})$$

En remplaçant, on peut en déduire les valeurs de chaque champ par rapport à la tension totale et des ϵ et d :

$$E_1 = \frac{U}{\varepsilon_1 \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)} = U \frac{1}{d_1 + d_2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)}$$

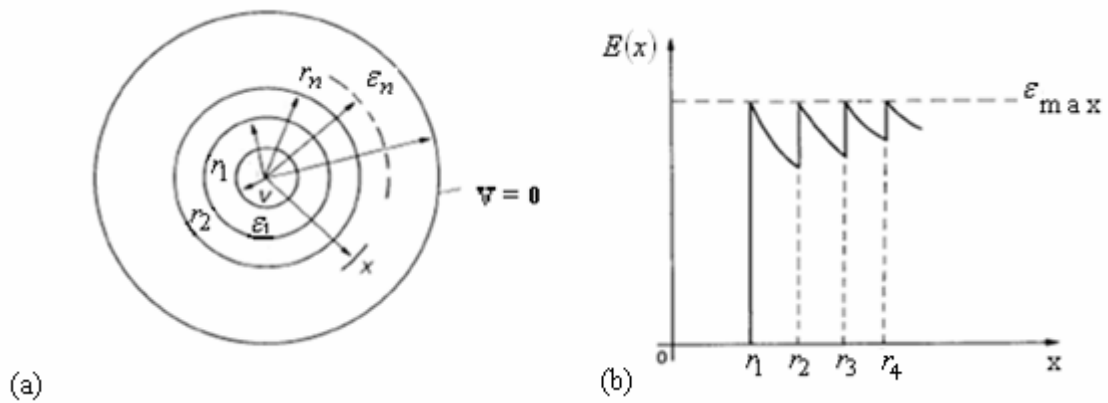
$$E_2 = \frac{U}{\varepsilon_2 \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)} = \frac{U}{d} \frac{1}{\frac{d_1}{d} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1 \right) + 1}$$

Le dénominateur représente une distance équivalente.

L'influence des différents paramètres peut être examinée et la conclusion la plus importante est la suivante; plus une couche devient fine et que son ε_r devient faible, plus le champ dans cette couche devient important.

C'est par exemple le cas d'une couche d'air entre conducteur et isolant ou, pour un câble, entre l'isolant et la gaine métallique, ou encore une couche d'air dans un connecteur HT. Ces configurations sont évidemment à proscrire.

En respectant cependant quelques conditions d'épaisseur et de ε pas trop différents, on trouve une utilisation intéressante de ce procédé dans les câbles, leurs extrémités et jonctions, dans les bornes de traversées et les capacités;



(a) Géométrie. (b) Répartition du champ pour $\varepsilon_1 r_1 = \varepsilon_2 r_2 = \varepsilon_3 r_3 = \dots = \varepsilon_n r_n = const$.

Fig. II.8 : Câble coaxial avec couches de différentes permittivités

En appliquant la loi de Gauss, on déduit le champ dans les couches :

$$E(x) = \frac{U}{\varepsilon_x \cdot x \sum_{n=1}^m \frac{1}{\varepsilon_n} \ln \left(\frac{r_{n+1}}{r_n} \right)} \tag{II.38}$$

Dans le cas illustré, on conserve E_{\max} en gardant constant les multiples ($\epsilon_n \cdot r_n$). Ceci permet de réduire le diamètre de l'objet, mais implique l'utilisation d'isolants supportant tous E_{\max} .

II.9.5. La réfraction diélectrique

Lorsque le déplacement électrique D rencontre la surface d'un isolant d' ϵ différent et à laquelle il n'est pas perpendiculaire, la direction de ce vecteur va changer. Les angles d'incidence et de réfraction obéissent à la relation suivante :

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (\text{II.39})$$

L'effet est illustré sur la figure suivante :

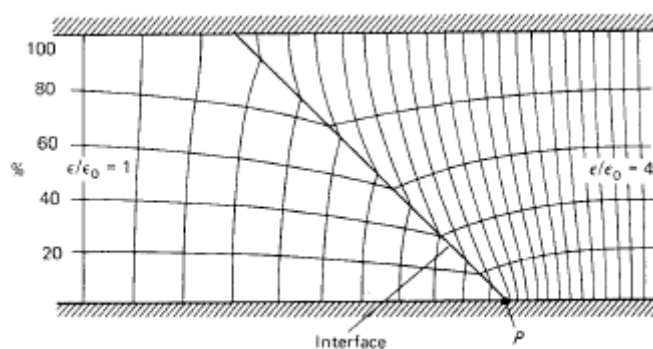


Fig. II.9 : Deux diélectriques différents entre des électrodes planes

Ceci peut conduire à quelques difficultés, par exemple lors de l'essai diélectrique des matériaux.

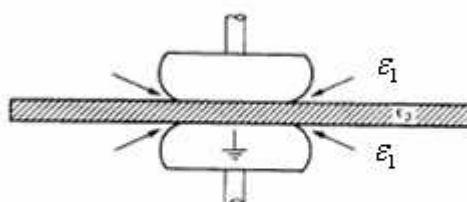


Fig. II.10 : Essai de claquage sur une plaque (ϵ_2): Endroits où le champ est maximum pour $\epsilon_1 < \epsilon_2$

Pour éviter ceci, ϵ_1 doit être augmenté, en utilisant par exemple du SF₆ ou de l'huile. On utilise cependant favorablement ce phénomène, par exemple dans les extrémités de câbles ou dans le dimensionnement des isolateurs placés à l'intérieur des installations SF₆ [52].

II.10. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons accordé une importance particulière aux diélectriques réels, vu leur rôle dominant pour la conception des isolateurs. Nous avons présenté l'intérêt des diélectriques et leurs propriétés générales, à savoir les différents types de polarisations, la notion de permittivité vu son intérêt fondamental. Cette entité traduit les propriétés microscopiques du diélectrique, et permet une approche macroscopique, donc plus maniable.

Nous avons aussi établi qu'en régime sinusoïdal la permittivité d'un diélectrique peut être complexe. L'existence d'une partie imaginaire de la permittivité s'accompagne par une dissipation d'énergie, appelée pertes diélectriques, et la partie réelle correspond au caractère capacitif du diélectrique. D'autres pertes dans un diélectrique réel peuvent être détectées appelées pertes par conductivité due aux charges libres.

Vu leurs succès provenant de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des matériaux constituants, les diélectriques composites font l'objet de beaucoup de recherches à travers le monde. Le concept de la permittivité effective ou constante diélectrique macroscopique est nécessaire pour l'étude des matériaux composites, car elle nous permet d'étudier un matériau composite comme un diélectrique ordinaire. Les lois de mélanges, et qui permettent la détermination de cette entité, ont été l'objet de nombreuses recherches depuis plus de 150ans. Elles ont ainsi contribué à l'extension de l'utilisation de ces matériaux.

Dans le prochain chapitre, nous allons examiner le cas particulier d'un système composé de deux diélectriques (air-verre puis air-plexiglas), sur lequel on placera des électrodes planes. Cette configuration constituera un modèle d'isolateur que nous soumettrons à différentes contraintes électro-géométriques.

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

III.1. Introduction

Afin de mieux étudier le comportement des isolateurs, différents modèles de laboratoire ont été proposés dans la littérature [11,53]. En effet, les isolateurs réels sont souvent remplacés par des modèles de géométrie simple. Dans ces modèles, les formes complexes des isolateurs sont représentées par des rectangles équivalents et la ligne de fuite de l'isolateur par la distance inter électrodes. Même si ces isolateurs ne reflètent pas exactement le comportement des isolateurs réels, ils permettent tout de même, une meilleure visualisation du phénomène des décharges électriques et un gain considérable du facteur temps que nécessite ce genre d'investigations sur les isolateurs réels sur site.

Une des méthodes utilisée dans l'analyse de l'état d'un isolateur est la mesure et le contrôle du courant de fuite. Celui-ci permet de prévenir d'un éventuel contournement, et présente aussi l'avantage de rendre compte du degré de pollution de l'isolateur.

Cependant, l'approche par un modèle cohérent doit rendre compte du facteur, incontournable, de la discontinuité de la pollution [53]. Aussi, les chercheurs sont amenés à établir des schémas équivalents comportant des zones propres en série avec des zones polluées avec, en plus, la difficulté liée à la géométrie complexe des modèles même simples en apparence [13, 31, 53].

Si pour les zones polluées, l'impédance présentée, liée à la conductivité et à l'épaisseur de la couche polluante, ne pose pas de vrais problèmes, il en est autrement pour les zones sèches ou propres. En général, des formules empiriques ou semi-empiriques sont alors établies [53, 54].

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de présenter les principaux travaux effectués au laboratoire de l'ENP. Ceux-ci nous ont conduits à opter pour un modèle à géométrie extrêmement simple (modèle plan-plan). Ce choix a pour objectif de caractériser au mieux *l'interface air-matériau diélectrique*, c'est-à-dire la zone propre de l'isolateur.

Pour cela deux types de matériaux seront étudiés et de nombreux paramètres électro-géométriques seront pris en considération. Ceci afin de mieux comprendre le cheminement du 'courant de fuite', et en déduire l'impédance équivalente.

Le choix délibérément simple du modèle présentera aussi l'avantage de pouvoir comparer ultérieurement les résultats obtenus avec une approche par simulation (chapitre IV). Pour cela, des essais complémentaires ont été effectués pour évaluer les permittivités des plaques utilisées. Celles-ci seront par la suite injectées dans le logiciel de calcul de champ utilisé.

III.2. Modèles étudiés au laboratoire de l'ENP

Plusieurs études sur le modèle plan et rectangulaire similaire à celui considéré par P.Claverie et Y.Porcheron [32] ont été faites au niveau du laboratoire de Haute Tension de l'Ecole National Polytechnique [21,54]. Nous les évoquons brièvement afin de faire une liaison avec notre travail. Ces travaux s'intéressaient surtout à l'évolution du courant de fuite ainsi que la longueur de l'arc électrique en fonction :

de la conductivité de la couche de pollution, du rayon de l'électrode circulaire, de la distance inter électrodes, de l'épaisseur de la couche de pollution, et de la répartition discontinue de la couche de pollution.

A partir de ces études, les résultats tirés sont les suivants :

Le courant de fuite et la longueur de l'arc diminuent avec la distance inter électrodes, augmentent avec le rayon de l'électrode circulaire, augmentent avec la conductivité et augmentent aussi avec l'épaisseur de la couche de pollution.

III.2.1. Modèle de A.Mekhaldi et S.Bouazabia

Les équations, correspondant au modèle de Claverie et Porcheron [32], ont été proposés par A.Mekhaldi et S.Bouazabia [54]. Ces derniers, utilisant les équations de l'électromagnétisme classique (équation de poisson), ont établi, en assimilant le modèle à un système cylindrique (Fig. III.1), l'expression du courant de fuite :

$$I = \frac{U\sigma\alpha e}{\ln\left[\frac{a+L}{a+x}\right]} \quad (\text{III.1})$$

avec :

$$\alpha = 2 \arctg(d/2(a+L))$$

σ : conductivité

U : tension d'alimentation

a : rayon de l'électrode circulaire

L : distance inter électrodes

x : longueur de l'arc

e : épaisseur de l'électrode

d : longueur de l'électrode circulaire

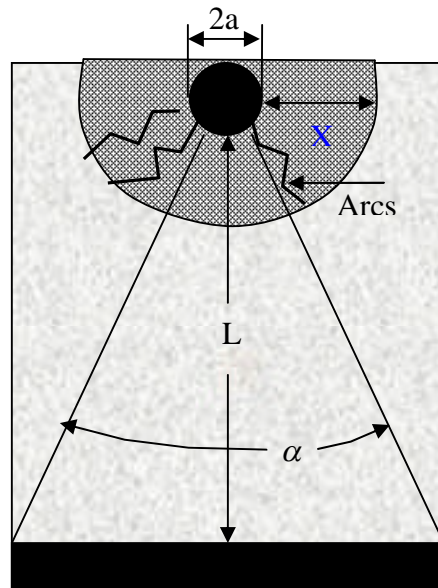


Fig. III.1 : Modèle de A.Mekhaldi et S.Bouazabia [54]

Les auteurs ont déduit la résistance de la pollution :

$$R = \frac{\ln\left[\frac{a+L}{a+x}\right]}{\sigma\alpha e} \quad (\text{III.2})$$

Quelques comparaisons avec des résultats expérimentaux sont alors effectués, montrant une assez bonne concordance entre les deux approches (théorique et pratique) pour les faibles niveaux de tension et pour les grandes épaisseurs de la couche de pollution.

Pour les tensions élevées et les faibles épaisseurs de la pollution, la corrélation est plutôt mauvaise, les auteurs imputant cet état de fait au parcours linéaire, le courant empruntant le chemin le moins résistant :

Le modèle serait alors assimilé à un système pointe-plan.

III.2.2. Modèle de D. Namane

Afin d'examiner le comportement des surfaces isolantes sous pollution discontinue, D.Namane [5] a utilisé un modèle plan rectangulaire (Fig. III.2). Les différentes contraintes sous lesquelles est soumis son modèle de laboratoire sont: la discontinuité de la pollution en variant de manière régulière la largeur de la pollution, la position de la pollution par rapport aux électrodes ainsi que la conductivité de la couche polluante appliquée sur la plaque.

L'influence de ces contraintes sur le courant de fuite, sur la tension d'entretien de l'arc électrique et sur la tension de contournement ainsi que le processus de contournement, est alors examinée.

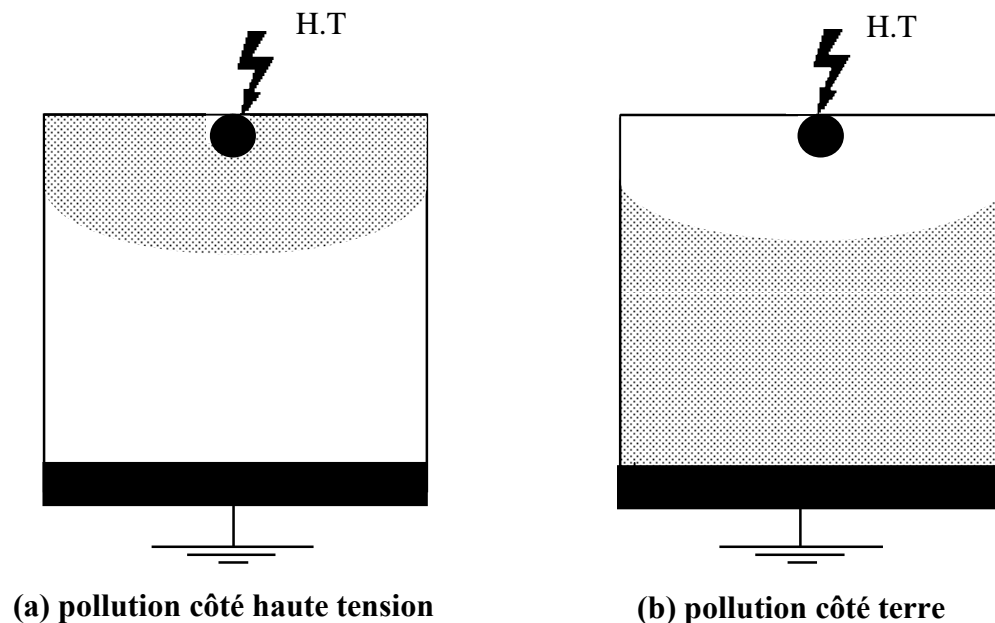


Fig. III.2 : Modèle expérimental selon D.Namane [5]

L'auteur a proposé un modèle théorique, décrivant l'isolateur en pollution discontinue. Ce modèle est basé sur le calcul de deux impédances équivalentes à la zone sèche et à celle polluée.

Une bonne corrélation a été constatée entre les résultats expérimentaux et le modèle empirique tant que la zone sèche garde les mêmes propriétés d'isolement. Au-delà, le modèle théorique montre ses limites et ne convient plus puisque celui-ci ne tient pas compte de la variation de l'impédance de la zone sèche avec la tension reportée à ses bornes.

Par ailleurs et dans la cas de la plaque propre, D.Namane a relevé la caractéristique courant-tension afin d'étudier son comportement. Une visualisation du courant et de la tension a été faite aussi, afin de déterminer la nature du courant de fuite.

Ces essais ont été effectués pour plusieurs niveaux de tension et ont permis de noter que :

-Le courant, comportant trop d'harmoniques, ne permet pas d'évaluer aisément le déphasage entre la tension appliquée et le courant de fuite. Il a été observé également que le déphasage est largement inférieur à 90° ; ce qui montre que l'impédance équivalente à la surface propre possède un caractère actif non négligeable.

-L'amplitude du courant croît d'une manière quasi-linéaire en fonction de la tension, ce qui a permis la détermination de l'impédance équivalente Z_0 de la plaque propre dans les limites des tensions utilisées [5].

L'impédance obtenue est $Z_0 = 4,24 \cdot 10^8 \Omega$

L'impédance expérimentale $Z_0(y)$ moyenne est alors déterminée à partir de la tension et du courant de fuite correspondant pour les deux configurations (coté terre et coté haute tension). La fonction choisie, la plus proche des résultats expérimentaux est donnée par :

$$Z_{0e}(y) = Z_{0e}(y') = [Z_0(y=0)] [(L-y)/L]^{0.42} \quad (\text{III.3})$$

Avec :

Z_{0e} : impédance empirique de la zone sèche en fonction de la largeur de la couche polluée,

$Z_0(y=0)$: impédance totale mesurée de la plaque propre lorsqu'il n'y a pas de pollution,

Celle-ci a été évaluée à : $4,24 \cdot 10^8 \Omega$,

L : distance inter électrodes = 40 cm,

y(ou y') : largeur de la pollution en cm (coté terre ou coté haute tension).

L'auteur a adopté cette fonction empirique de manière à retrouver les deux valeurs extrêmes de pollution à savoir :

$$y=y'=0 \Rightarrow Z_{0e}(0) = 4,24 \cdot 10^8 \Omega \quad \text{et} \quad y=y'=L \Rightarrow Z_{0e}(L) = 0$$

III.2.3. Modèles de M.Teguar

Le modèle utilisé par M.Teguar [53] est similaire à celui de D.Namane, comprenant deux électrodes plane, l'une circulaire mise sous tension et l'autre rectangulaire mise à la terre, la discontinuité de la pollution étant simulée à l'aide de couches semi-conductrices de largeur différentes.

- **Essais sur la plaque propre**

Toutefois les essais expérimentaux effectués sur la plaque propre montrent que le courant de fuite est en avance sur la tension appliquée avec un angle inférieur à 90°. L'impédance équivalente de la plaque propre possède, par conséquent, un caractère actif non négligeable. En effet, le modèle électrique approprié de la plaque considérée assimile l'interface air-verre par une résistance R_0 en parallèle avec une capacité C_0 (Fig. III.3).

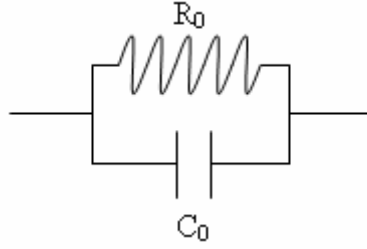


Fig. III.3 : Circuit électrique équivalent de la plaque propre

L'expression de la résistance R_0 de la plaque propre est déduite à partir de la résolution de l'équation de Poisson dans les matériaux conducteurs [38] :

$$R_0 = \frac{1}{2\pi \gamma_0 e} \ln \left(\frac{d+r}{r} + \sqrt{\left(\frac{d+r}{r}\right)^2 - 1} \right) = \frac{1}{\gamma_0 e} \frac{1}{f} \quad (\text{III.4})$$

où r est le rayon de l'électrode cylindrique et e son épaisseur, γ_0 la conductivité volumique de l'interface air-verre, d la distance inter électrodes et f un facteur dépendant de la forme et de la disposition des électrodes :

$$f = \frac{2\pi}{\ln \left(\frac{d+r}{r} + \sqrt{\left(\frac{d+r}{r}\right)^2 - 1} \right)} \quad (\text{III.5})$$

Nous pouvons considérer $\frac{1}{\gamma_0 e}$ comme étant une résistance superficielle R_{0s} . Comme γ_0 est constante, R_{0s} est donc constante et donnée par l'expression suivante :

$$R_{0s} = \frac{1}{\gamma_0 e} = R_0 f \quad (\text{III.6})$$

D'autre part, la résolution de l'équation de Poisson dans les matériaux isolants, permet d'obtenir l'expression de la capacité C_0 de la plaque propre [38] :

$$C_0 = \epsilon e f \quad (\text{III.7})$$

avec ϵ la permittivité de l'interface air-verre.

Par conséquent, la capacité superficielle $C_{0s} = \epsilon e$ peut être formulée par :

$$C_{0s} = C_0 \frac{1}{f} \quad (\text{III.8})$$

Pour la plaque propre, les valeurs de la résistance R_0 et la capacité C_0 sont déterminées à partir des mesures de la tension U_0 , du courant de fuite I_0 et du déphasage φ_0 entre eux, car :

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{I_0}{U_0} \cos(\varphi_0) + j \frac{I_0}{U_0} \sin(\varphi_0) = \frac{1}{R_0} + jC_0\omega \quad (\text{III.9})$$

où Z_0 est l'impédance équivalente entre électrodes de la plaque propre et $\omega (=2\pi f, f=50 \text{ Hz})$ la pulsation.

A partir de l'équation (III.9), il devient après substitution de R_0 et C_0 dans (III.6) et (III.8) respectivement :

$$\begin{cases} R_{0s} = \frac{U_0}{I_0 \cos(\varphi_0)} f = \frac{|Z_0|}{\cos(\varphi_0)} f \\ C_{0s} = \frac{I_0}{U_0 \omega} \sin(\varphi_0) \frac{1}{f} = \frac{1}{|Z_0| \omega} \sin(\varphi_0) \frac{1}{f} \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

avec : $|Z_0| = \frac{U_0}{I_0}$ le module de l'impédance Z_0 .

- **Cas de pollution continue**

M.Teguar [12] a élaboré un modèle statique en tension alternative. Son modèle est basé sur celui d'Obenaus [14], et permet d'avoir les différentes caractéristiques concernant le développement de l'arc électrique sur une surface isolante uniformément polluée.

En se basant sur l'équation du circuit et sur la condition limite de réamorçage [32, 55], il a déterminé l'expression donnant la résistance de pollution en série avec l'arc, en fonction de la tension appliquée et le courant de fuite :

$$R_p = \frac{1}{\rho} \frac{K - 100 U}{K I} = \rho F_p \quad (\text{III.11})$$

où ρ représente la résistivité de la couche de pollution et K la constante de la caractéristique statique de l'arc.

Cette équation lui a permis d'évaluer la longueur critique de l'arc et par suite tous les paramètres caractérisant les phénomènes de conduction et de décharge électrique sur des surfaces isolantes uniformément polluées.

Un modèle amélioré a été mis au point par M.Teguar [53] pour caractériser la propagation d'une décharge électrique sur des surfaces isolantes soumises à une pollution continue non uniforme.

- **Cas de pollution discontinue**

M.Teguar [53] a élaboré un algorithme qui permet d'obtenir les différentes caractéristiques des phénomènes de conduction sur les surfaces isolantes sous pollution discontinue. Les bandes propres et polluées (peintures semi-conductrice à base de graphite) sont représentées par des circuits électriques. Les composants de ces circuits sont déterminés à partir des essais effectués sur la plaque propre et celle uniformément polluée. Le courant de fuite critique et la tension de contournement sont calculés à partir de la connaissance de la tension de contournement obtenue expérimentalement dans le cas où les couches de la pollution discontinue sont remplacées par du papier aluminium.

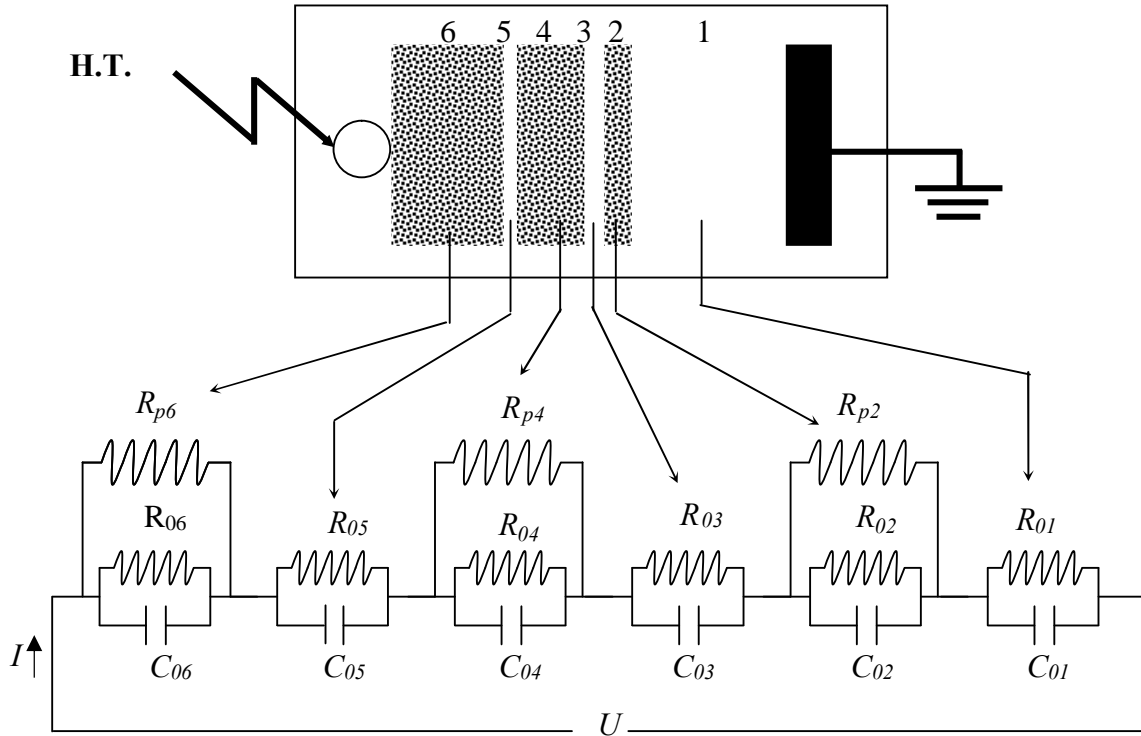


Fig. III.4 : Circuit électrique équivalent du modèle de laboratoire selon Tegar [53]

La figure (III.4) représente le circuit électrique équivalent au modèle de laboratoire sous pollution discontinue. Dans ce circuit, chaque bande i ($i=1$ à 6) est constituée d'une résistance R_{0i} en parallèle avec une capacité C_{0i} . Pour chaque bande polluée i ($i=2, 4, 6$), ces circuits sont shuntés par une résistance R_{pi} représentant la couche de pollution (peinture semi-conductrice à base de graphite)

Le fait que les couches polluantes possèdent des formes rectangulaires et selon la recommandation de la CEI 60-1 [23], l'expression de la résistance pour chaque bande polluée i peut être formulée par :

$$R_{pi} = R_{sp} \int_0^{L_i} \frac{dl}{b} = R_{sp} \frac{L_i}{b} = R_p f \frac{L_i}{b} \quad (\text{III.12})$$

Avec $i=2, 4, 6$, R_{pi} la résistance de couche de pollution, dl élément de longueur, L_i la longueur de la pollution, b la largeur de la couche de pollution et f le facteur de forme.

Les résultats simulés concordent assez parfaitement avec ceux obtenus expérimentalement pour les grandes largeurs de couches polluantes.

III.3. Modèle adopté et dispositif expérimental

III.3.1. Description du modèle expérimental

Nous avons utilisé un modèle de laboratoire de géométrie simple (Fig. III.5). Il comporte deux électrodes en papier aluminium, rectangulaires, planes et identiques, placées sur des plaques carrées.

Plusieurs paramètres ont été étudiés, à savoir :

- la nature du matériau des plaques : une plaque en verre de dimensions 50x50cm, et une en plexiglas de 40x40 cm (soit deux matériaux de permittivités différentes)
- l'épaisseur "é" pour chaque type de diélectrique (6mm et 4mm pour le verre ; 8mm et 3mm pour le plexiglas).
- la longueur "D" des électrodes (45,30 et 15 cm pour le modèle comportant la plaque de verre ; 30 et 15 cm pour la plaque en plexiglas).
- la largeur des électrodes "a" (3 et 6 cm).
- la distance inter électrodes "d" (30, 24, 18, 12, 6, 4 et 2 cm).

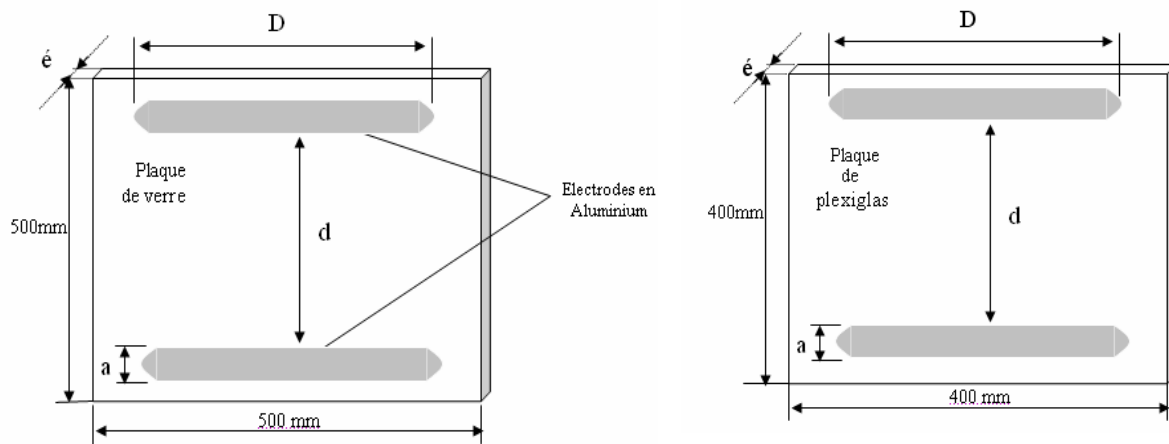


Fig. III.5 : Modèle expérimental

N.B : les électrodes de formes rectangulaires présentant des pointes à leurs extrémités, ont été arrondies de sorte à ne pas avoir des zones à champ maximum, qui pourraient affecter les résultats.

III.3.2. Dispositif expérimental

Le circuit d'essai est constitué d'une alimentation alternative à fréquence industrielle (50 Hz) de marque HEAFELY, du modèle expérimental (objet d'essai), ainsi que du circuit de mesure (Fig. III.6).

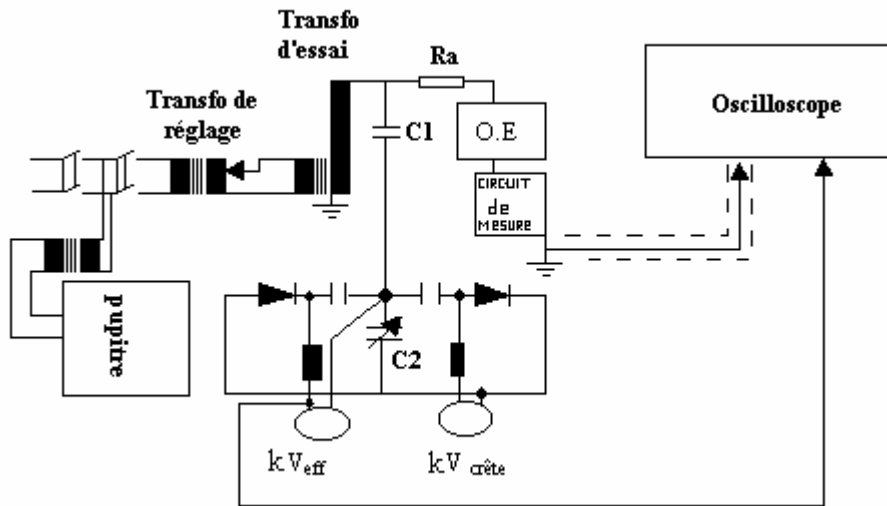


Fig. III.6 : Dispositif expérimental

Cette station d'essais comprend les organes suivants :

a) *Un transformateur d'essais*

Il délivre la tension appliquée à l'objet d'essai. Il est du type monophasé, ces caractéristiques sont les suivantes:

- Tension primaire $U_{1n}=0.5$ kV (50Hz).
 - Tension secondaire nominale : $U_n=300$ kV.
 - Puissance apparente nominale : $S_n=50$ kVA.
 - Tension de court-circuit : $U_{cc}= 5.46$ %.
 - Résistance d'amortissement : $R_a \cong 30$ Ω /kV de tension d'essais, la résistance de l'enroulement B.T : $r_1= 0.0365\Omega$, celle de l'enroulement H.T : 4893Ω .
- $I_{cc} \cong 3$ A
 $S_{cc} \cong 916$ kVA

b) *Un transformateur de réglage*

Il permet le réglage de la tension à la sortie du transformateur d'essai de zéro à la pleine tension indépendamment de la charge et d'une façon continue. Le réglage peut se faire, soit manuellement (à l'aide d'un volant), soit à l'aide d'un moteur dont le fonctionnement est commandé à partir du pupitre. Ses caractéristiques sont :

- Tension primaire nominale : $U_{1n}=220$ V (50 Hz).
- Tension secondaire réglable (de 0 à 500 V).
- Puissance apparente nominale : $S_n= 50$ kVA.

c) *Un diviseur capacitif de tension*

Il est alimenté par la tension secondaire du transformateur d'essai et délivre une tension réduite aux bornes des voltmètres installés sur le pupitre de commande. Le diviseur capacitif est formé d'une capacité H.T ($C_1 = 400\text{pF}$), en série avec quatre capacités B.T. représentant une capacité C_2 variable permettant de réduire de 1/1000 la tension d'essai ($U_{\text{lue}}=U(C_2)=U(C_1)/1000$). Ce branchement permet d'obtenir les calibres de mesures : 75 kV, 150 kV et 300 kV.

La tension recueillie aux bornes de la capacité variable est mesurée à l'aide d'un voltmètre électrostatique donnant la valeur efficace de tension et d'un galvanomètre échelonné en kV_{max} permettant la lecture de la valeur de crête de tension.

d) *Un pupitre de commande*

Celui-ci est alimenté en 220 V indépendamment du régulateur de tension et du transformateur d'essai à travers un transformateur d'isolement. On y trouve les appareils de mesure permettant la lecture du courant au secondaire du transformateur de réglage ainsi que des tensions de crête et efficace au secondaire du transformateur d'essai.

e) *Des appareils annexes de mesure et de protection*

L'alimentation du laboratoire se fait à partir d'un tableau général situé dans le laboratoire, mais à l'extérieur de la plate-forme d'essai (la cage de faraday). Le transformateur de haute tension et son régulateur sont protégés indépendamment par un fusible et un relais thermique de 250A. Ces protections sont liées avec le circuit de la bobine du contacteur principal, ce qui donne une protection suffisante contre les surcharges du transformateur et les courants de court-circuit.

III.4. Circuits de mesure

III.4.1. Mesure de la tension de contournement

La mesure de la tension de contournement a été effectuée pour chaque configuration à l'aide du voltmètre électrostatique. Cette mesure permet non seulement de déterminer l'impact de la configuration du modèle sur la tension de contournement, mais aussi de déterminer les paliers des tensions (<50% de la tension de contournement) à appliquer pour l'enregistrement du courant de fuite, ainsi que la charge.

III.4.2. Mesure du courant de fuite

Les mesures du courant de fuite sont effectuées à l'aide d'un dispositif constitué par deux résistances et un amplificateur opérationnel de type UA741 inséré dans le retour de la terre comme le montre la Figure III.7. L'onde est reportée à l'aide un câble coaxial, permettant la visualisation de la tension (image du courant de fuite) sur un oscilloscope numérique (TEKTRONIX TDS 340A 100MHz).

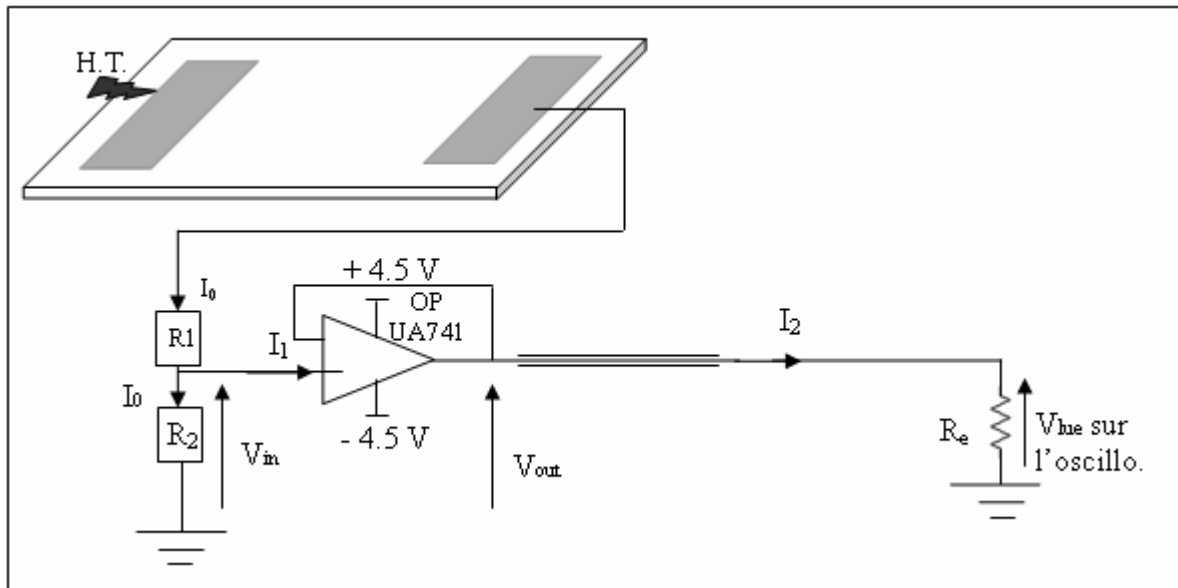


Fig. III.7 : Circuit de mesure du courant de fuite

avec

R_e : résistance d'entrée de l'oscilloscope ($R_e=1M\Omega$, on néglige la capacité d'entrée qui est de l'ordre de quelques dizaines de picofarad, ce qui est négligeable pour un signal à 50 Hz),

R_1 : résistance pour diviser la tension d'entrée ($R_1 = 220\Omega$),

R_2 : résistance permettant la mesure de l'image du courant de fuite ($R_2 = 100\Omega$).

L'amplificateur opérationnel ayant une impédance d'entrée très grande, il ne permet pas la circulation de courant à travers le câble coaxial, et donc la totalité du courant de fuite traversera la résistance R_2 dont on visualisera la tension à ses bornes.

III.4.2.1. Expression du courant de fuite I_0 en fonction de V_{lue}

Le courant I_0 peut être donné en fonction de V_{in} et R_2 par :

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_2} \quad (III.13)$$

Par ailleurs, le courant I_1 est nul car l'impédance d'entrée de l'amplificateur opérationnel est très grande, ce qui nous permet d'avoir les égalités suivantes:

$$V_{in} = V_{out} \text{ et } V_{out} = V_{lue} \quad (III.14)$$

$$\Rightarrow V_{in} = V_{lue} \quad (III.15)$$

donc
$$V_{lue} = R_2 I_0 \quad (III.16)$$

Ce qui permet d'avoir la relation entre le courant de fuite et le signal capté:

$$I_0 = \frac{V_{lue}}{R_2} \quad (III.17)$$

Courant de fuite s'écrit donc:

$$I_0(t) = 0,01 \times V_{lue} \quad [A] \quad (III.18)$$

Remarque :

En visualisant le courant de fuite et la tension d'alimentation reliés à l'oscilloscope, on peut également relever le déphasage φ entre ces deux grandeurs. Celui-ci nous renseigne sur le caractère plus ou moins actif de l'impédance présentée par notre modèle.

III.4.3. Mesure de la capacité à partir de la charge

Pour la mesure de la charge nous avons utilisé le même circuit précédent sauf que cette fois nous avons remplacé la résistance R_1 , par une capacité C_m de $0.1 \mu F$. (Fig. III.8).

Cette méthode nous permettra ainsi de déduire la capacité du circuit équivalent parallèle de notre modèle.

Afin de recueillir totalement le signal de la tension aux bornes de la capacité, nous avons utilisé un adaptateur à l'entrée de l'oscilloscope.

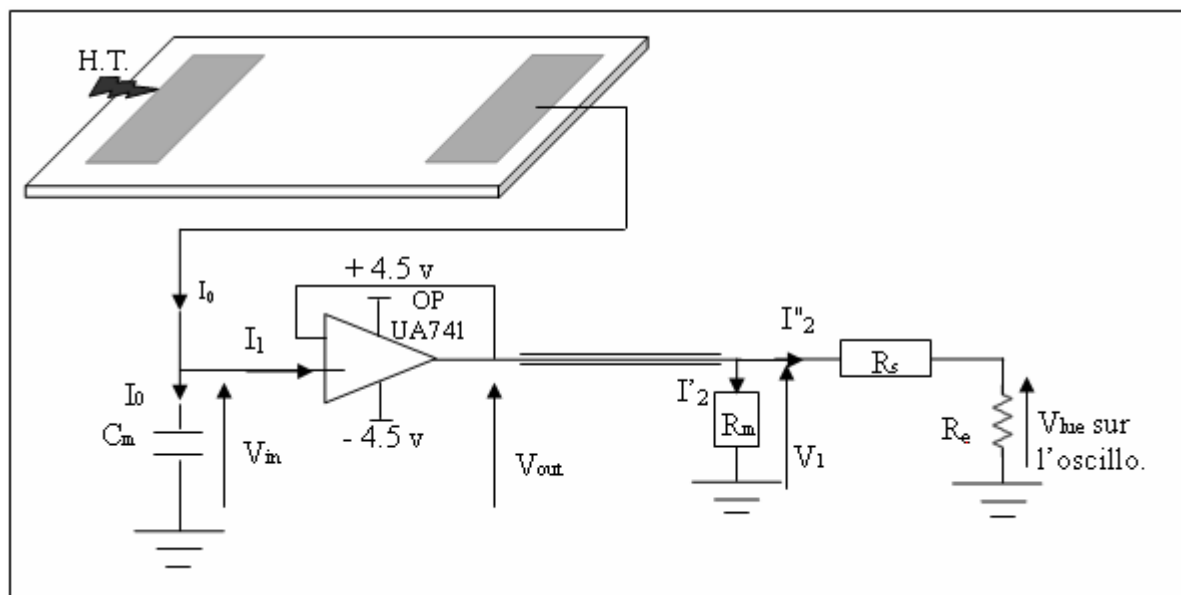


Fig. III.8 : Circuit de mesure de la charge.

R_s : résistance de protection ($R_s = 4.5M\Omega$),

R_m : résistance d'adaptation du câble de mesure ($R_m = 6.6M\Omega$).

Si, V_{lue} désigne la tension lue sur l'oscilloscope et comme $V_1 = V_{in}$, nous avons :

$$I_2'' = \frac{V_1}{R_s + R_e} = \frac{V_{lue}}{R_e} \Rightarrow V_1 = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue} \quad (III.19)$$

$$\Rightarrow V_{in} = V_1 = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue}$$

Donc

$$V_{in} = 5,5V_{lue}$$

Nous considérons alors un schéma équivalent parallèle pour notre modèle (Fig. III.9) ; une capacité C_1 traversée par un courant réactif qui présente la plus grande proportion du courant

total, vu le déphasage introduit par le système, et une résistance R_1 traduisant le caractère résistif de l'interface.

Le système étant considéré comme une impédance (capacité et résistance), est disposé en série avec la capacité du circuit de mesure utilisé C_m . Cette dernière étant traversée par le courant total émanant du système. Celui-ci se compose du courant de conduction traversant la résistance R_1 ; et au courant de déplacement se manifestant par la charge Q_1 de la capacité C_1 . Par conséquent, la charge apparente au sein de la capacité C_m sera plus importante que Q_1 .

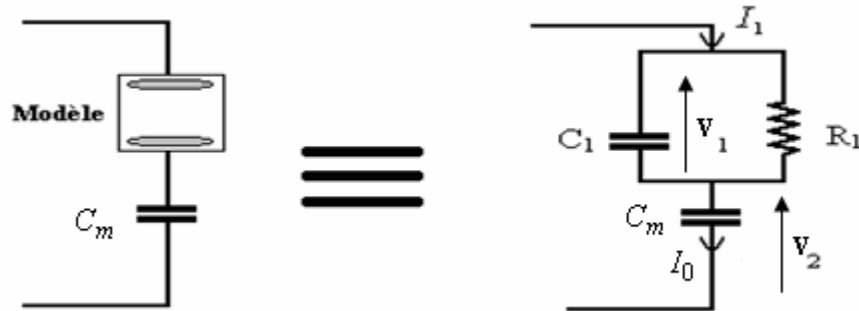


Fig. III.9 : Mesure de la capacité à partir du schéma parallèle équivalent

A partir du schéma équivalent, nous avons :

$$I_1 = I_0 = V_2 C_m \omega = \frac{V_1}{Z_1} \quad (\text{III.20})$$

$$\bar{Z}_1 = \frac{\frac{R_1}{JC_1\omega}}{R_1 + \frac{1}{JC_1\omega}} = \frac{R_1}{JR_1C_1\omega + 1} \quad (\text{III.21})$$

Le déphasage introduit par le système étant connu, nous pouvons déduire l'angle de pertes δ

$$\text{tg}\delta = \frac{1}{R_1 C_1 \omega} \quad (\text{III.22})$$

L'impédance s'écrit donc comme suit :

$$\bar{Z}_1 = \frac{R_1}{\frac{J}{\text{tg}\delta} + 1} = \frac{R_1}{J + \text{tg}\delta} \text{tg}\delta \quad (\text{III.23})$$

Le module de cette impédance est tel que :

$$|Z_1| = R_1 \frac{\text{tg}\delta}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta}} \quad (\text{III.24})$$

En remplaçant Z_1 par son expression dans l'équation (III.20) nous obtenons :

$$I = V_2 C_m \omega = \frac{V_1}{R_1 \operatorname{tg} \delta} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \quad (\text{III.25})$$

En remplaçant $\operatorname{tg} \delta$ par son expression de (III.12):

$$V_2 C_m \cdot \omega \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot R_1 = R_1 \cdot C_1 \cdot \omega \cdot V_1 \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \quad (\text{III.26})$$

Nous aurons ainsi la valeur de la capacité du système :

$$C_1 = \frac{V_{in} C_m}{V_1 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}} \quad \text{Avec } \delta = \frac{\pi}{2} - \varphi \quad (\text{III.27})$$

L'angle de déphasage " φ " introduit par le modèle entre la tension appliquée et le courant de fuite étant de l'ordre de 80° . L'angle complémentaire (δ égal à 10°) permet la détermination de l'expression de la capacité du système :

$$C_1 = 5,42 \frac{V_{lue} C_m}{V_1} \quad (\text{III.28})$$

III.5. Mode opératoire

III.5.1. Préparation du modèle

Avant chaque essai, la plaque isolante doit être bien nettoyée, puis imbibée de gaz oil dans les endroits d'emplacement des électrodes en aluminium, de manière à ce qu'aucun espace d'air ne reste entre la plaque et les électrodes. La plaque est ensuite essuyée avec du coton humecté d'alcool éthanol pour éliminer toute trace de gaz oil sur la plaque isolante.

Les électrodes sont confectionnées avec du papier aluminium, coupé à l'aide de ciseaux afin d'avoir des profils bien droit et ne comportant pas de défauts de pointe ; engendrant une modification de la distribution du champ électrique.

Le modèle est disposé horizontalement sur trois colonnes isolantes de 30 cm, elles-mêmes posées sur un support en bois. Le modèle se trouve ainsi placé à environ un mètre et demi du sol, et à une distance suffisamment grande du transformateur d'essai (1.5 m environ) [30] avec un fil bien tendu reliant la borne haut tension du transformateur à l'une des électrodes, de manière à éviter tout phénomène de parasite dû au sol et aux bobinages du transformateur.

III.6. Résultats expérimentaux

III.6.1. Tension de contournement

Les essais de contournement effectués sont des essais préliminaires, ils nous ont permis de connaître la tension de contournement de chaque modèle, afin de déterminer les paliers de tension à appliquer lors de la mesure du courant de fuite et de la charge. De plus nous avons exploité ces résultats, pour voir l'influence des différents paramètres sur la rigidité de notre modèle ; les résultats obtenus sont reportés sur les figures III.10 à III.12.

- *Plaques de verre*

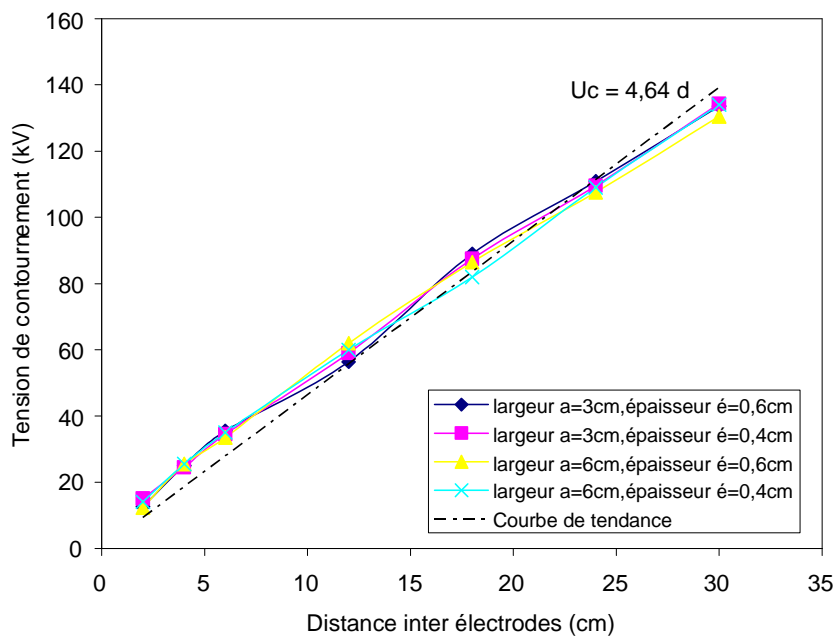


Fig. III.10 : Tension de contournement-distance inter électrodes, pour différentes configurations (longueur d'électrodes $D=45\text{cm}$)

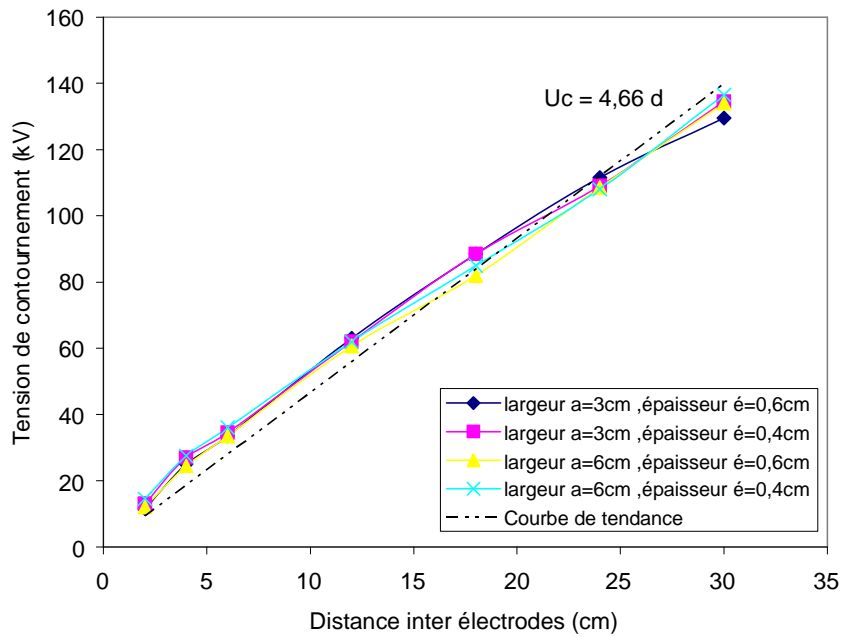


Fig. III.11 : Tension de contournement-distance inter électrodes, pour différentes configurations (longueur d'électrodes $D=30\text{cm}$)

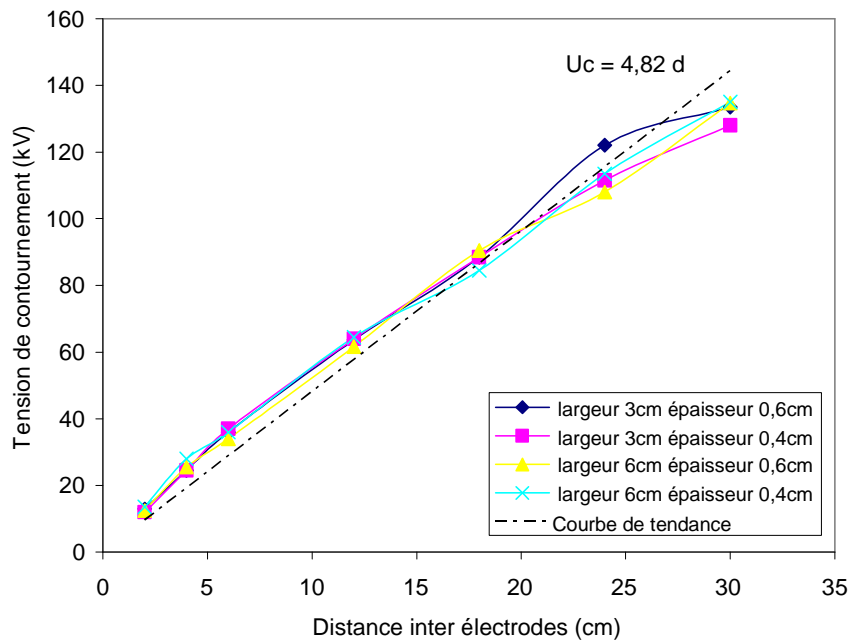


Fig. III.12 : Tension de contournement-distance inter électrodes, pour différentes configurations (longueur d'électrodes $D=15\text{cm}$)

• *Plaques de plexiglas*

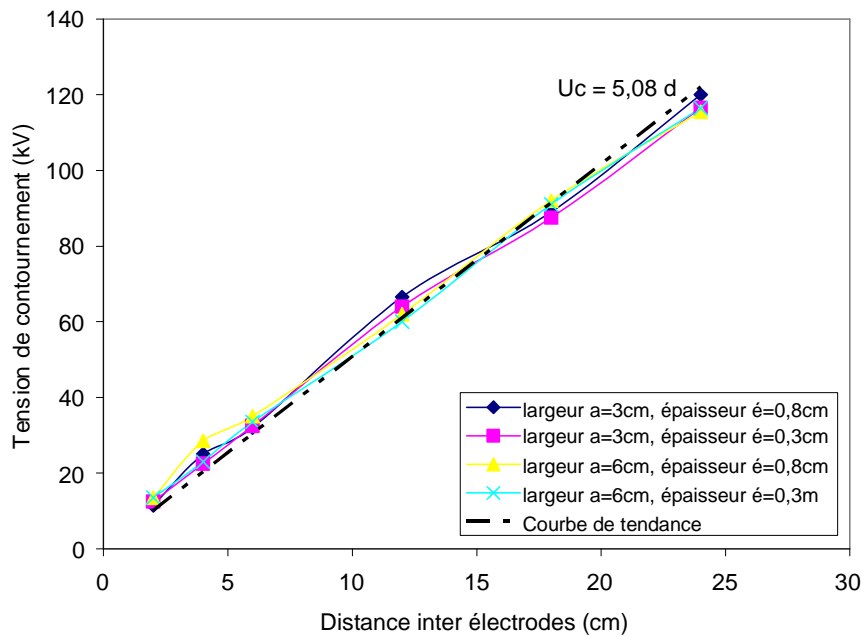


Fig. III.13 : Tension de contournement-distance inter électrodes, pour différentes configurations (longueur d'électrodes D=30cm)

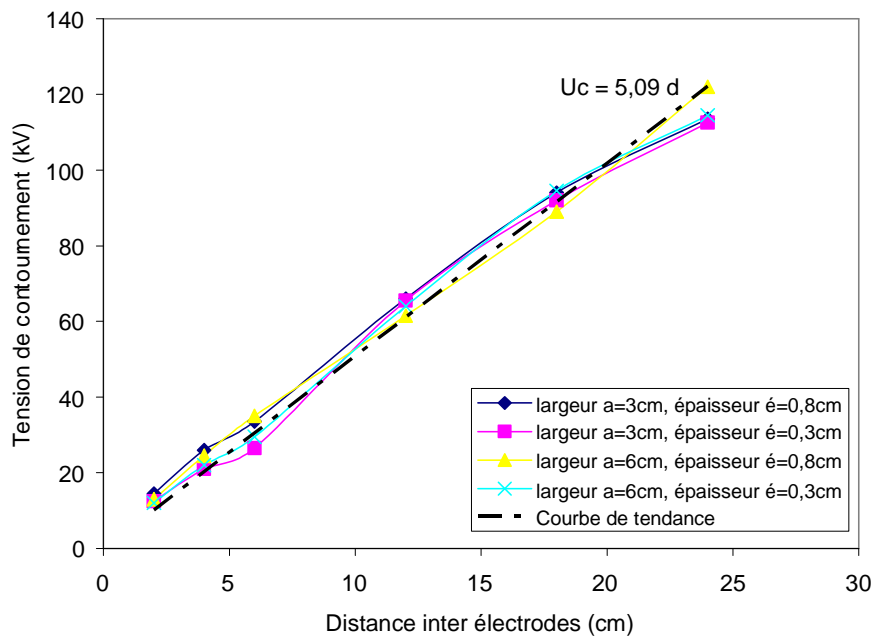


Fig. III.14 : Tension de contournement-distance inter électrodes, pour différentes configurations (longueur d'électrodes D=15cm)

III.6.2. Interprétation des résultats

Nous avons constaté que la décharge électrique s'effectue dans l'air, son impact sur les électrodes en aluminium pour les grandes distances inter électrodes ($d > 6\text{cm}$) se faisait sur le côté interne des électrodes et en un point, celle-ci avait tendance à aller vers le milieu tout en s'élargissant.

L'initiation de l'arc à partir d'un point peut être expliquée par la présence de pointes microscopiques à la bordure des électrodes qui ne peuvent être perçues à l'œil nu.

L'analyse des courbes montre que l'augmentation de la distance inter électrodes engendre l'accroissement de la tension de contournement, ce qui est prévisible. Cependant, les épaisseurs et matériaux des plaques utilisées (verre et plexiglas) ainsi que la variation des largeurs et longueurs d'électrodes, n'ont quasiment pas d'influence sur la tension de contournement. Celle-ci, dans tous les cas, ne dépend apparemment que de la distance inter électrodes.

Les caractéristiques prélevées montrent aussi une variation linéaire de la tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes, pour les différents modèles utilisés, et ceux pour des distances inter électrodes approximativement inférieures à 24 cm. Au-delà, les caractéristiques ont tendance à se courber et perdre leur caractère linéaire.

Pour les différents modèles considérés, la tension de contournement peut être donnée par l'expression empirique régissant sa variation en fonction de la distance inter électrodes

$$U_c \approx (4,6 \div 5) \times d \quad [\text{cm}, \text{kV}_{\text{eff}}] \quad (\text{III.29})$$

A partir de cette caractéristique, nous pouvons dire que la distribution du champ électrique est loin d'être uniforme, car si c'était le cas le système serait plus rigide, et présenterait une pente approximant les $21 \text{ kV}_{\text{eff}}/\text{cm}$.

De plus, nous remarquons aussi que notre modèle est légèrement plus rigide qu'un système présentant une configuration *pointe – pointe* dans l'air, si on se réfère à la tension de contournement donnée par la formule empirique (III.30) établie pour ce genre de système et ceux pour les distances inter électrodes $d \geq 8\text{cm}$.

$$U_c = 3.16 \times d + 14 \quad [\text{cm}, \text{kV}_{\text{eff}}] \quad (\text{III.30})$$

On remarque que la formule de Roth (III.31) considérée pour les intervalles d'air de configuration *pointe – plan*, se rapproche aussi du comportement, du point de vue rigidité, de notre modèle, même si cette formule, n'est considérée que pour des distances inter électrodes se situant entre : 30 et 250 cm.

$$U_c = 4.75 \times d \quad [\text{cm}, \text{kV}_{\text{eff}}] \quad (\text{III.31})$$

III.6.3. Courant de fuite

Pour déterminer les caractéristiques de la plaque propre, nous avons mesuré et visualisé le courant de fuite pour différents paliers de tensions. En évaluant le déphasage entre la tension et le courant, nous avons donc pu également calculer la capacité présentée par la plaque propre. Cependant, le signal du courant contenant trop d'harmonique, ne permet pas d'évaluer aisément le déphasage entre le courant et la tension appliquée.

Nous avons toutefois observé un déphasage largement inférieur à 90° (environ 80°), ce qui montre que l'impédance équivalente à la surface propre possède un caractère actif non négligeable.

Quelques remarques doivent être faites quand aux essais effectués :

- Les valeurs mesurées sont prises du pic au pic c'est-à-dire que cette dernière doit être divisé par deux pour avoir l'amplitude de la tension " V_{in} " même si le signal comporte des harmoniques, nous avons considéré sa valeur efficace comme étant la valeur max divisée par $\sqrt{2}$.

- Pour les distances inter électrodes 2 et 4cm les tensions à appliquer sont très faibles ($<5kV$), or le voltmètre électrostatique disponible au laboratoire ne permet pas la lecture de telles tension, donc les essais effectués pour le courant de fuite sont prises pour les distances inter électrodes 6et 30cm.

- Pour chaque distance inter électrodes nous avons appliqué 5 à 8 paliers de tension selon la distance inter électrodes, de sorte que le maximum de la tension appliquée ne dépasse pas 50% de la tension de contournement.

- Nous avons effectué les mesures des courants de fuite dans la même journée, pour avoir les mêmes conditions de pression, température et d'humidité pour toutes les distances inter électrodes, afin de ne pas affecter les résultats.

Nous avons relevé le courant de fuite pour différentes tensions et pour toutes les configurations. Nous remarquons alors, que pour un même niveau de tension appliquée, le courant est stable, il ne varie pas avec le temps d'application de la tension (environ 1 à 3 mn).

Nous présentons donc l'ensemble de ces caractéristiques :

III.6.3.1. Courant de fuite-tension appliquée

- *Plaques de verre*

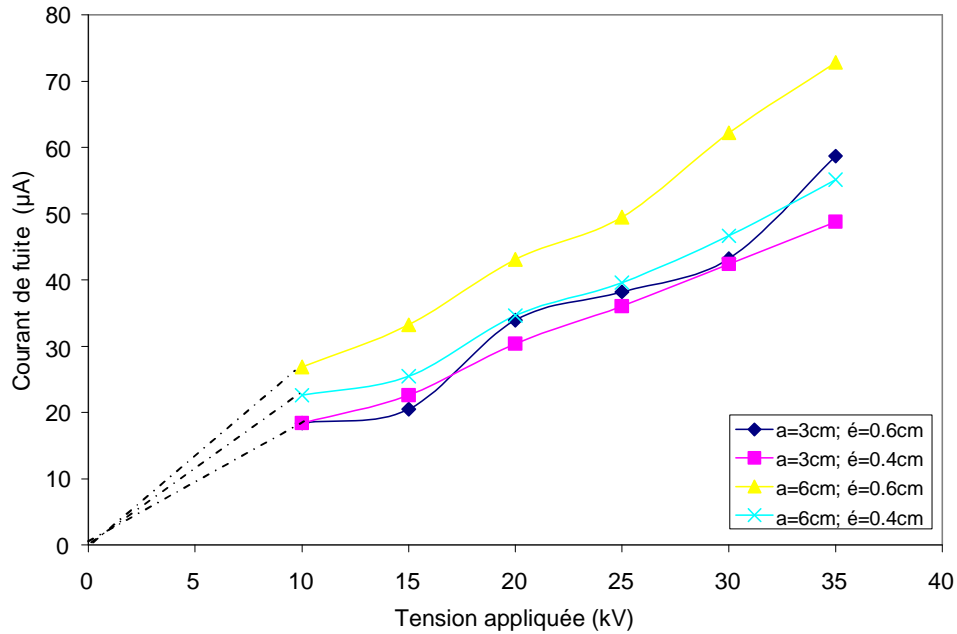


Fig. III.15 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d= 30 cm)

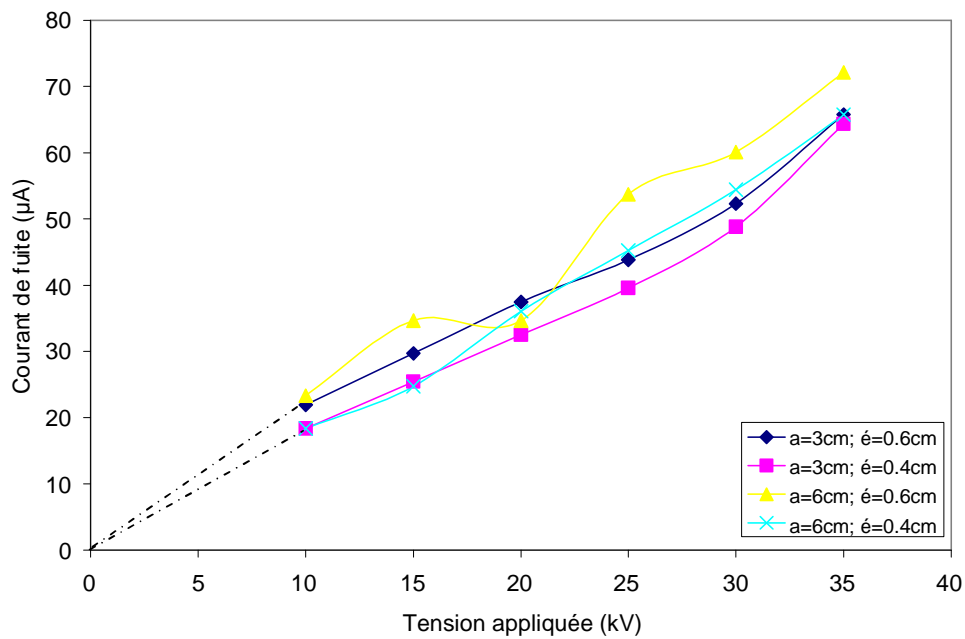


Fig. III.16 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=24 cm)

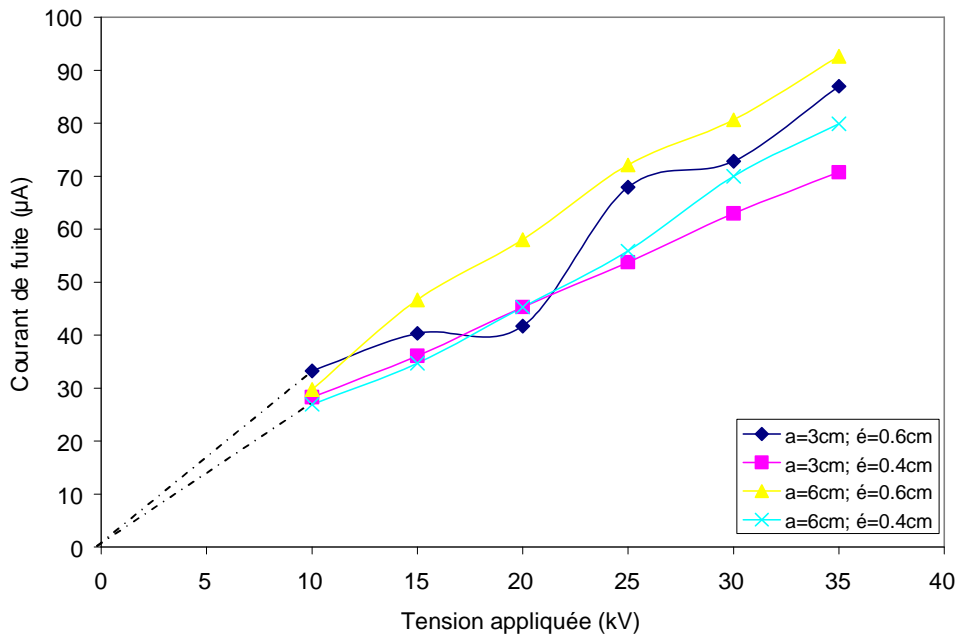


Fig. III.17 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=18 cm)

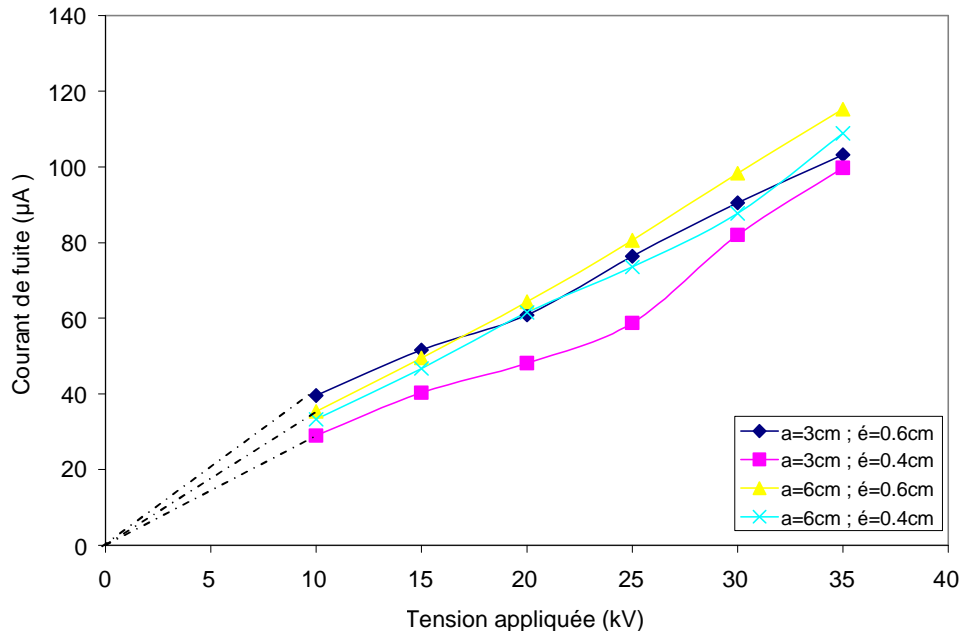


Fig. III.18 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=12 cm)

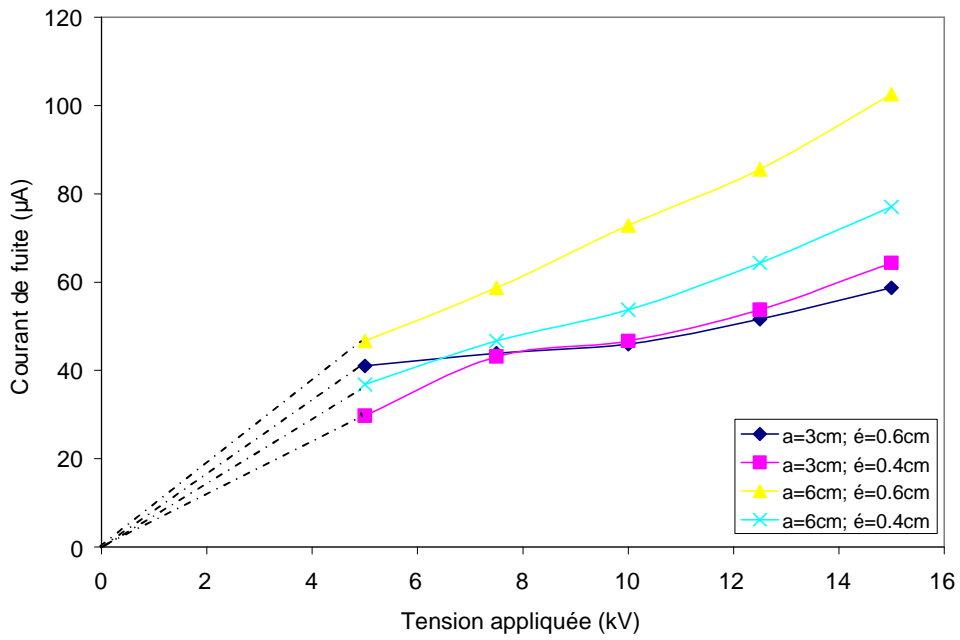


Fig. III.19 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=6 cm)

- *Plaques de plexiglas*

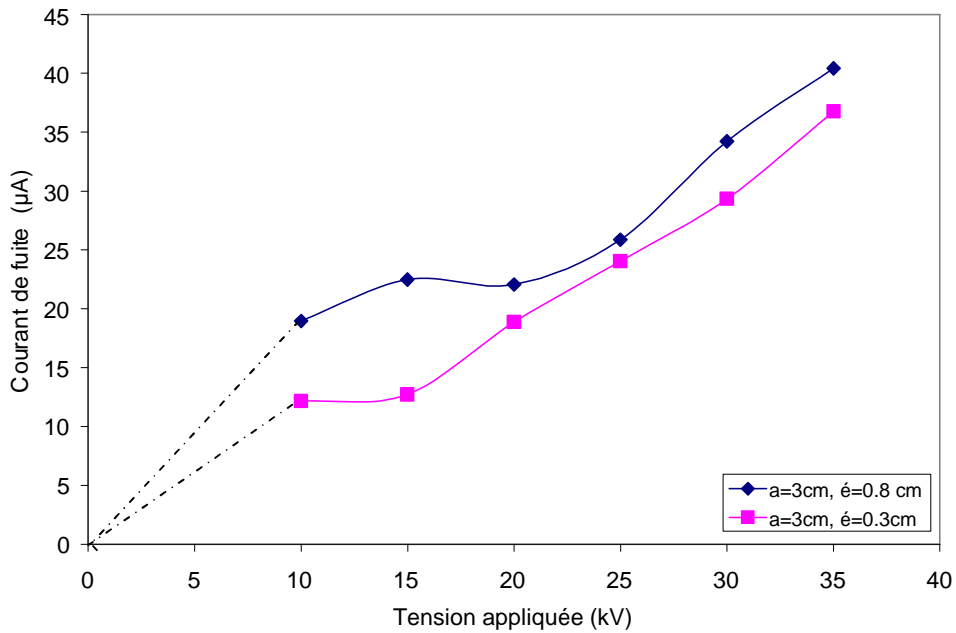


Fig. III.20 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=30 cm)

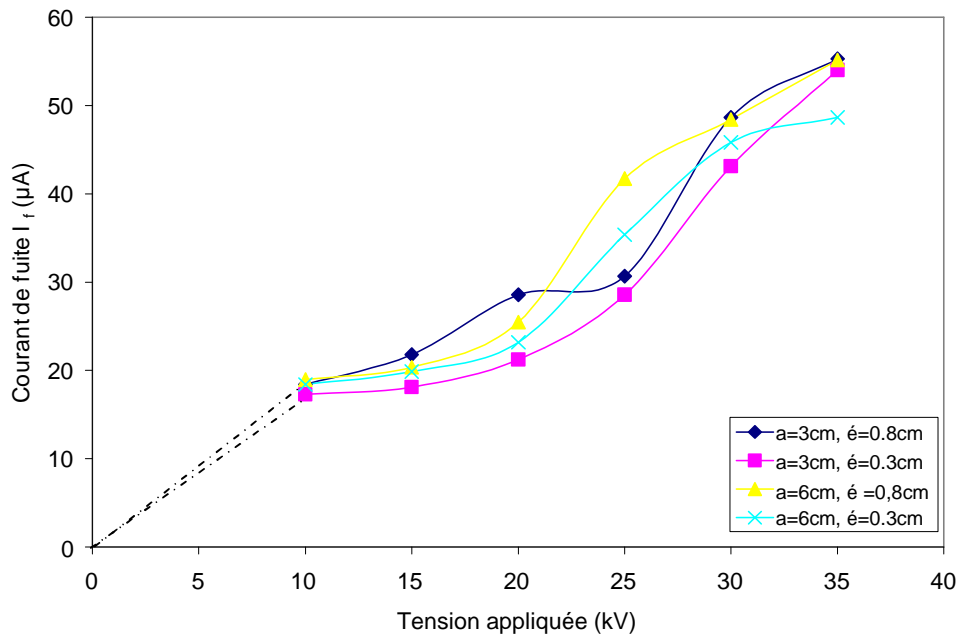


Fig. III.21 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=24 cm)

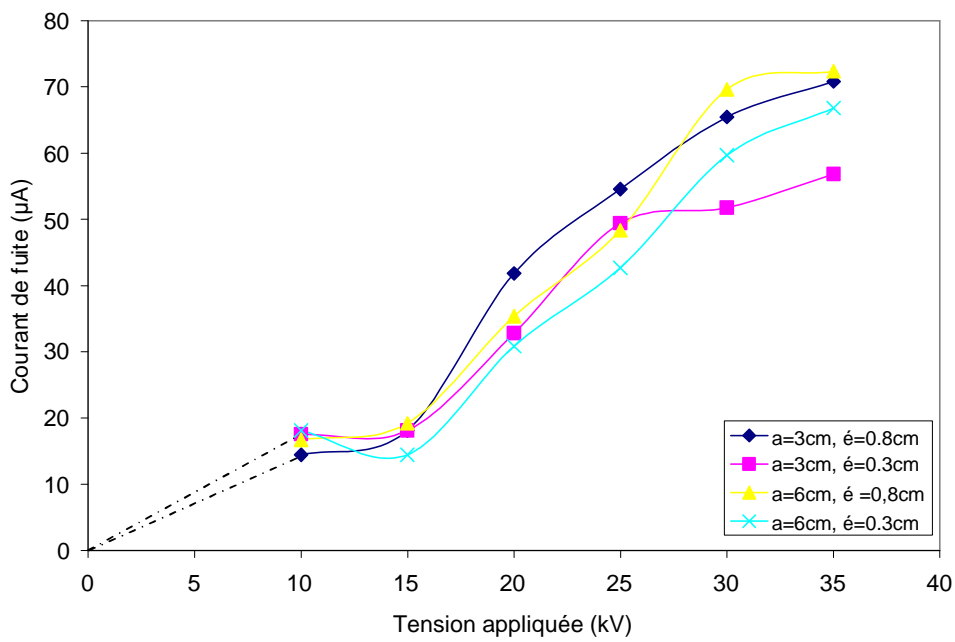


Fig. III.22 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=18 cm)

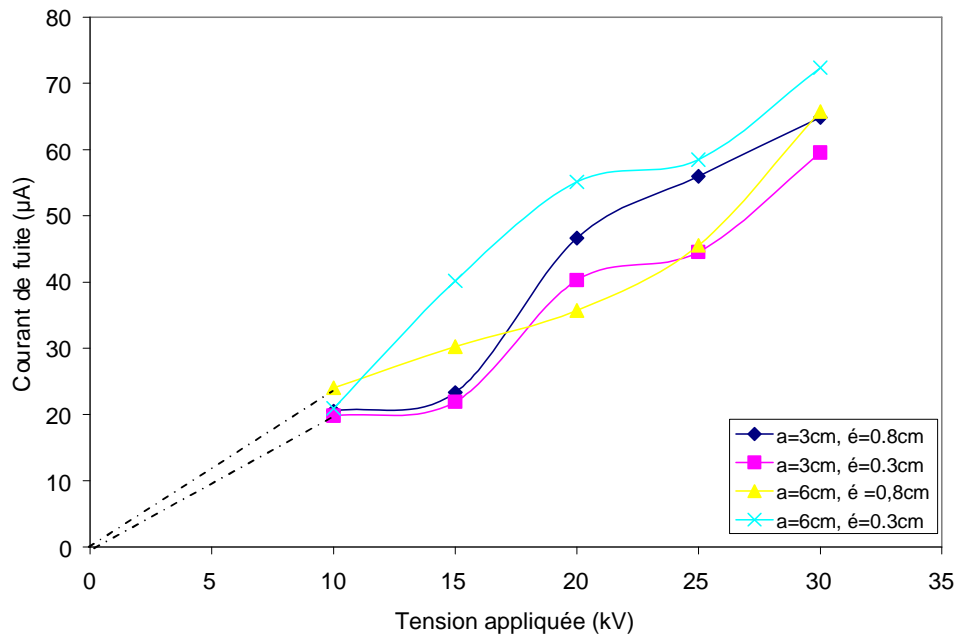


Fig. III.23 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=12 cm)

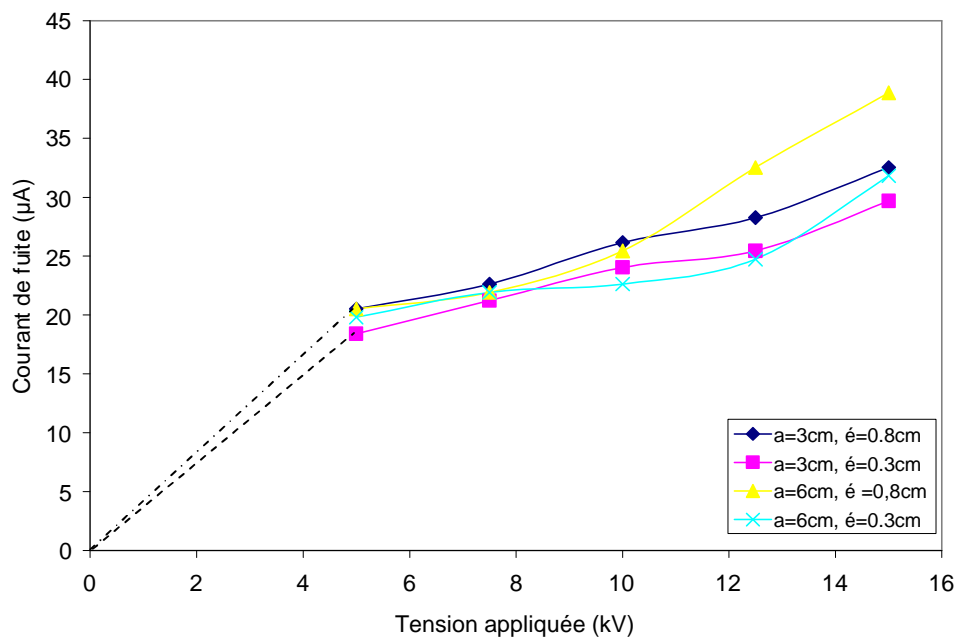


Fig. III.24 : Courant de fuite – tension appliquée (distance inter électrodes d=6 cm)

III.6.3.2. Courant de fuite – distance inter électrodes

Plaque de verre

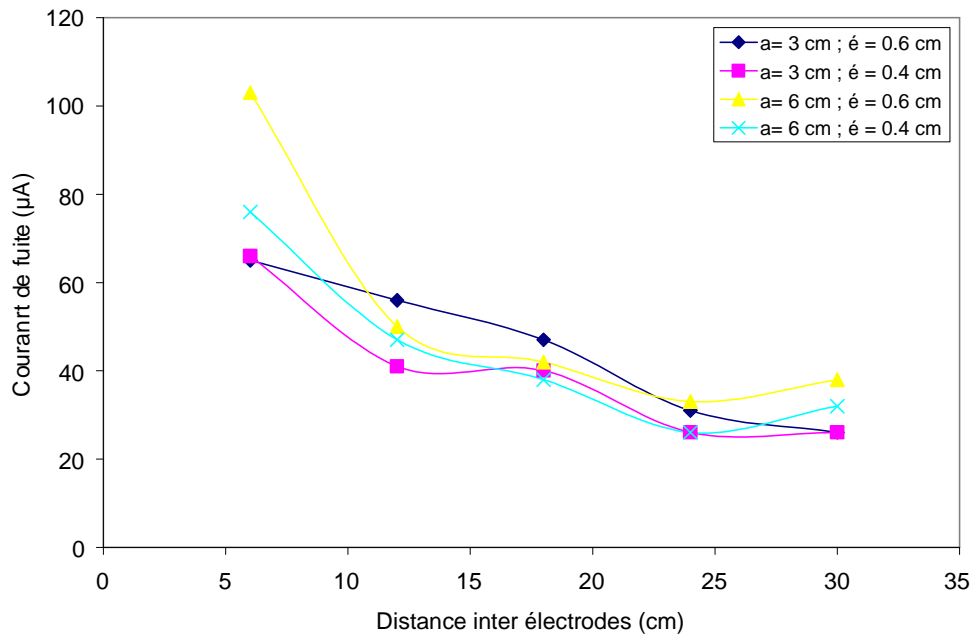


Fig. III.25 : Plaque de verre : Courant de fuite – distance inter électrodes (U =10 kV)

Plaque de plexiglas

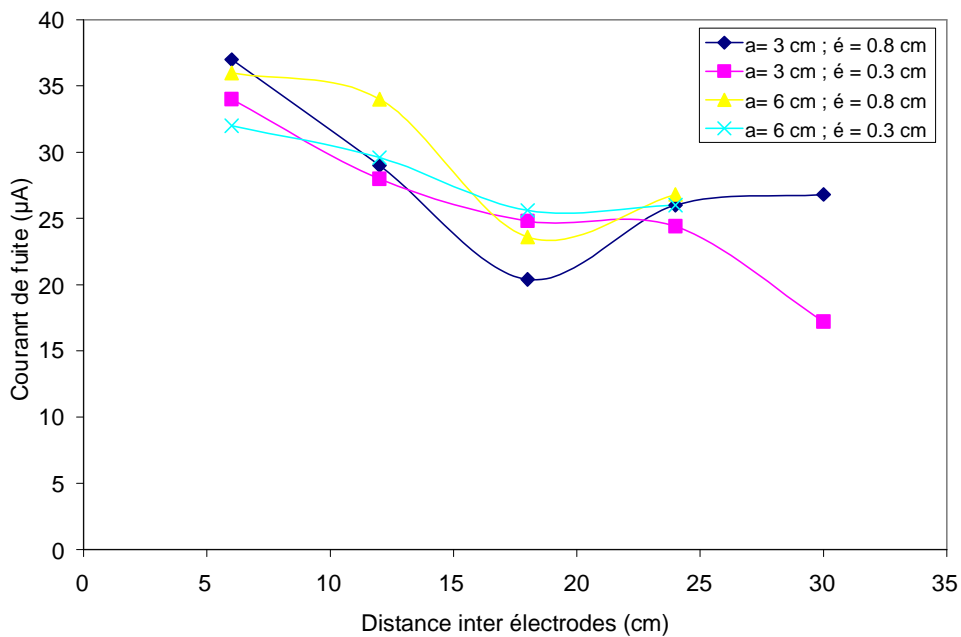


Fig. III.26 : Plaque de plexiglas : Courant de fuite – distance inter électrodes (U =10 kV)

III.6.3.3. Interprétations des courbes

- **Influence de la tension appliquée**

Nous avons représenté sur les figures III-15 à III-24, les variations du courant de fuite en fonction de la tension, pour plusieurs distances inter électrodes et pour les deux types de matériaux (verre et plexiglas).

Les paliers de tension appliqués, suivant les distances inter électrodes, ne permettent pas l'établissement d'arcs partiels, le courant de fuite reste faible [15, 16, 14, 30] et ne dépasse pas quelques dizaines de micro ampères. Ces courbes expriment l'influence de la tension d'alimentation sur l'impédance équivalente du système.

En effet, nous remarquons que les caractéristiques ne sont pas linéaires, ce qui montre que les caractéristiques du milieu (conductivité, permittivité...), varient avec la tension d'application.

Nous pensons que cette variation concerne essentiellement le milieu le moins rigide, à savoir l'air. Nous constatons ainsi, une sorte de 'saturation' du courant de fuite qui est illustrée par un palier et qui conduit à une impédance apparente plus élevée.

Pour bien illustrer ce phénomène nous avons joint d'un trait en pointillé l'origine de la plupart des courbes avec le premier point de chaque caractéristique (qui correspond à un régime à tension modérée, donc où l'impédance est considérée comme constante): on voit bien que, dans la plupart des courbes, la pente diminue (et parfois très fortement, figures III-19 et III-24) à partir du premier point.

Nous constatons également, que sur certaines caractéristiques, passé ce 'palier', le courant augmente de manière plus importante, ce qui peut être expliqué par l'apparition des phénomènes d'ionisation de l'air.

Le courant résultant est donc, d'une manière ou d'une autre, le résultat d'une distribution complexe des charges sur les électrodes. Or, la surface extérieure de l'électrode rectangulaire est au contact de l'air tandis que la surface intérieure est 'collée' sur le verre : deux courants se superposent donc, l'un dans l'air et qui dépend des caractéristiques de l'air pour la tension appliquée et l'autre dans le verre qui ne dépend probablement pas des niveaux de tension appliqués dans notre cas (puisque le verre est beaucoup plus rigide que l'air).

Remarque : ceci ne veut pas dire que le courant dans l'air est plus élevé, bien au contraire, la charge accumulée est plus grande côté verre, puisque la permittivité est plus élevée.

- **Influence de l'épaisseur du verre et de la largeur des électrodes**

En analysant les courbes nous remarquons que, pour la même largeur d'électrodes, le courant de fuite est toujours plus grand pour l'épaisseur de plaque la plus grande.

Ceci prouve le caractère *volumique* du courant, qui 'traverse' le verre. Ainsi, en augmentant l'épaisseur du matériau de permittivité la plus élevée, on augmente la capacité de l'ensemble du système. Ceci conduit donc à un courant logiquement plus élevé. Notons que cette constatation a été faite pour toutes les caractéristiques que nous avons tracé.

Par ailleurs, pour une même épaisseur de plaque, il apparaît une légère influence de la largeur d'électrode, le courant de fuite est légèrement important pour la plus grande largeur d'électrodes. Ces constatations sont faites pour la majorité des courbes. Néanmoins, pour

quelques caractéristiques, nous observons le phénomène inverse. Nous supposons que ces points, présentant des anomalies, peuvent être dus à des décharges, apparaissant aux bords des électrodes influençant ainsi la répartition du champ électrique et du courant de fuite.

- **Influence de la distance inter électrodes**

Il s'agit du paramètre le plus important et il a été largement étudié par un nombre important de chercheurs. Les caractéristiques courant de fuite – distance inter électrodes pour les différentes configurations et pour une même tension (10 kV), prennent la même allure décroissante. Ceci est prévisible, car si nous considérons que la distance inter électrodes représente la zone sèche du modèle de D.Namane (Fig. III.2), les résultats obtenus pour ce modèle montrent que le courant de fuite croît en augmentant la largeur de la pollution (ce qui revient dans notre cas à diminuer la distance inter électrodes).

L'auteur a observé que le courant est assez stable pour les faibles largeurs de pollution, ce qui est vérifié dans notre cas pour les grandes distances inter électrodes (>20 cm). L'auteur a remarqué aussi une augmentation brutale pour les niveaux de tensions élevés et pour les grandes largeurs de pollution. Dans notre cas pour la même tension, nous remarquons cette augmentation pour les faibles distances inter électrodes ; le courant de fuite est plus important. Ceci peut être dû à l'apparition de l'effet de couronne qui affaiblit l'impédance de l'intervalle inter électrodes.

Notons que le courant de fuite est loin d'être inversement proportionnel à la distance inter électrodes, ce qui a conduit D.Namane [5] à proposer un modèle empirique de la plaque propre (§.III.2.2).

III.6.4. Détermination de la capacité

1^{ère} Méthode : par la mesure du courant de fuite

Nous nous proposons de déterminer, dans un premier temps, la capacité du système à partir du courant de fuite et du déphasage courant-tension relevés.

En effet, nous avons :

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_2}$$

A partir du déphasage introduit, la composante imaginaire du courant est donnée par l'expression (Fig. III.27):

$$I_0 \sin \varphi = C \omega V_{in} \tag{III.32}$$

Donc :

$$C = \frac{I_0 \sin \varphi}{\omega V_{in}} \tag{III.33}$$

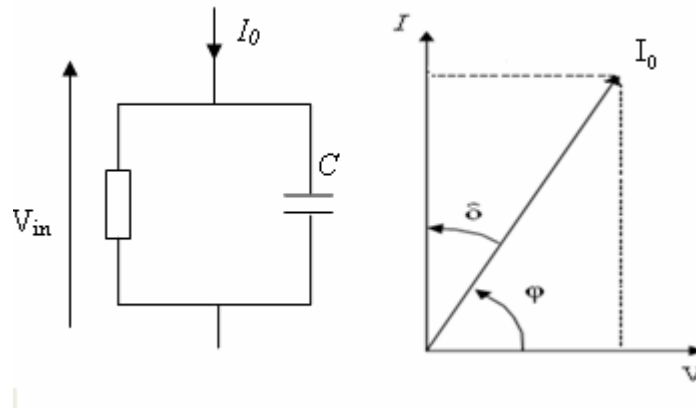


Fig. III.27 : Déphasage introduit

Nous calculons alors pour chaque niveau de tension la capacité de la configuration en question ; les résultats sont représentés sur les figures III.28 à III.34.

2^e Méthode : par la mesure de la charge

La mesure du courant de fuite nous a permis d'affirmer que l'impédance du système, la plaque étant propre, est à caractère beaucoup plus capacitif que résistif. Dans cette partie, nous nous intéressons au calcul de la capacité pour les différentes configurations, par une autre méthode, en vue de confirmer les résultats observés par la première méthode.

Le dispositif utilisé pour la mesure de la charge a été décrit précédemment (§III.4.3). Nous avons visualisé simultanément la tension aux bornes de la capacité de mesure qui représente une image de la charge et la tension appliquée, les deux courbes possèdent approximativement la même allure. Ceci est prévisible, car la charge est proportionnelle à la tension, le coefficient de proportionnalité étant la capacité du système ($Q=C.U$). Cependant, un léger déphasage est observé. Nous remarquons aussi, l'existence d'harmoniques et des pics de charges de durée de vie très courtes.

Comme pour la mesure du courant de fuite, quelques remarques sont à signaler quand aux essais effectués pour la mesure de la charge :

- pour les distances inter électrodes 2 et 4cm les mesures n'ont pas été effectuées, pour les mêmes raisons que ceux du courant de fuite.
- Nous avons effectué les mesures de la charge dans la même journée.
- Pour la lecture des résultats, nous n'avons pas considéré les pics de la charge dus aux aigrettes. Ce qui ne détermine pas fidèlement la capacité de notre système.

Pour chaque matériau (verre et plexiglas), palier de tension, épaisseur et chaque largeur d'électrodes, nous avons calculé la capacité correspondante. Les courbes tracées sont données dans la figure III.35 à III.46 :

1^{ère} Méthode : caractéristiques

III.6.4.1. Capacité en fonction de la tension appliquée

- Plaque de verre

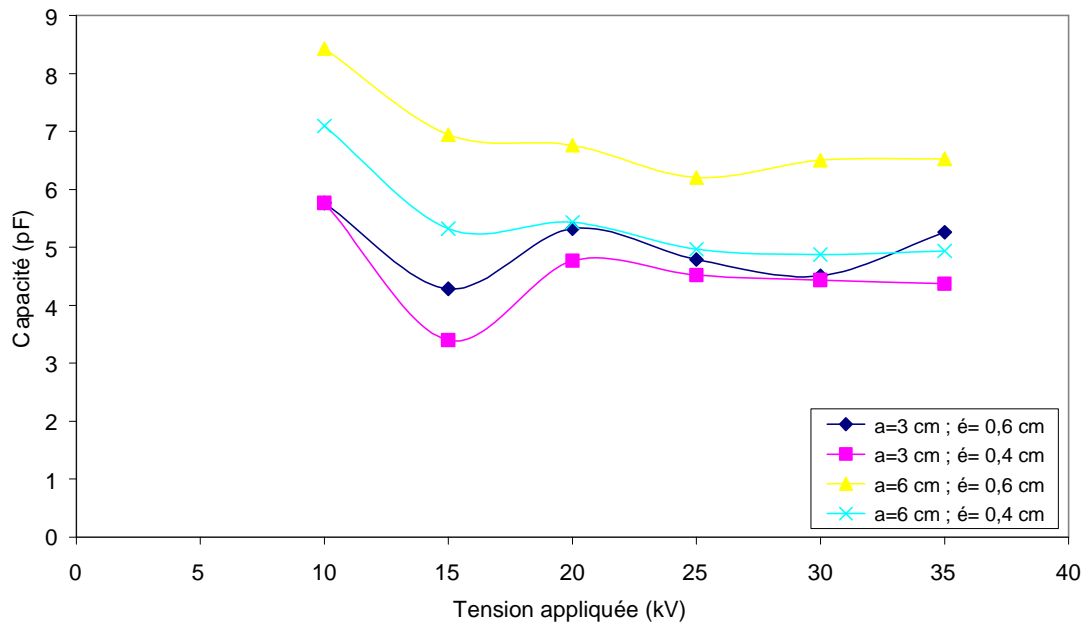


Fig. III.28 : Capacité – tension appliquée (d= 30 cm)

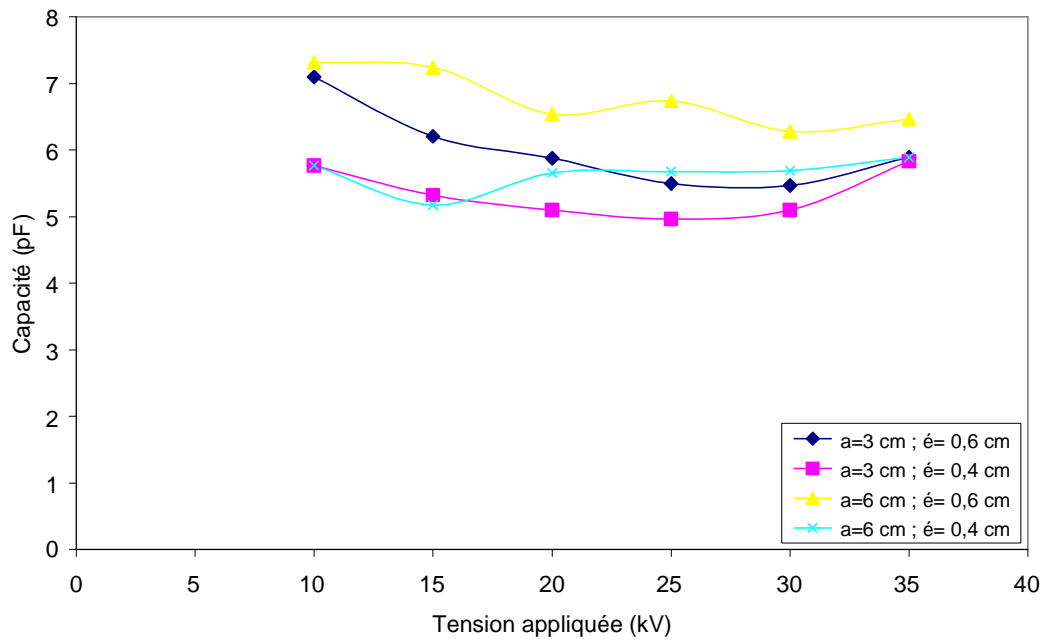


Fig. III.29 : Capacité – tension appliquée (d= 24 cm)

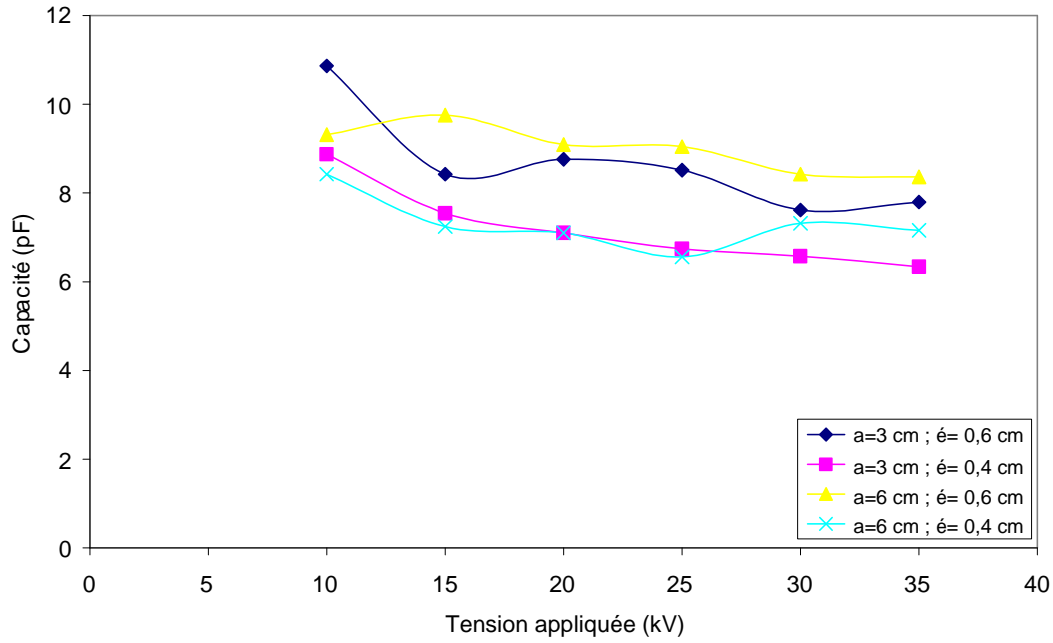


Fig. III.30 : Capacité – tension appliquée (d= 18 cm)

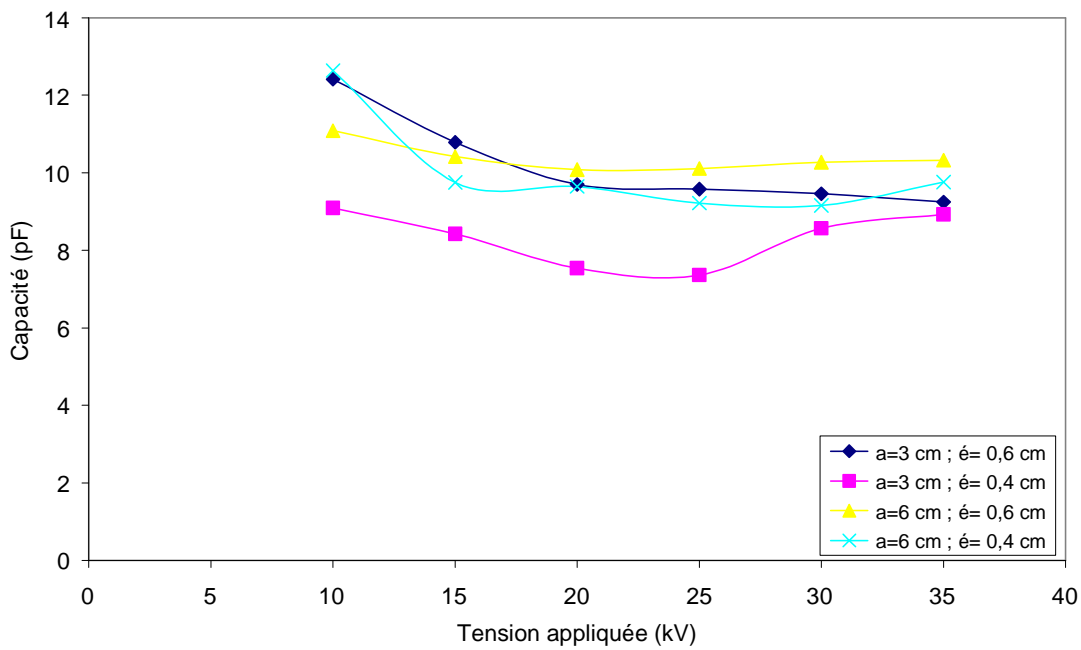


Fig. III.31 : Capacité – tension appliquée (d= 12 cm)

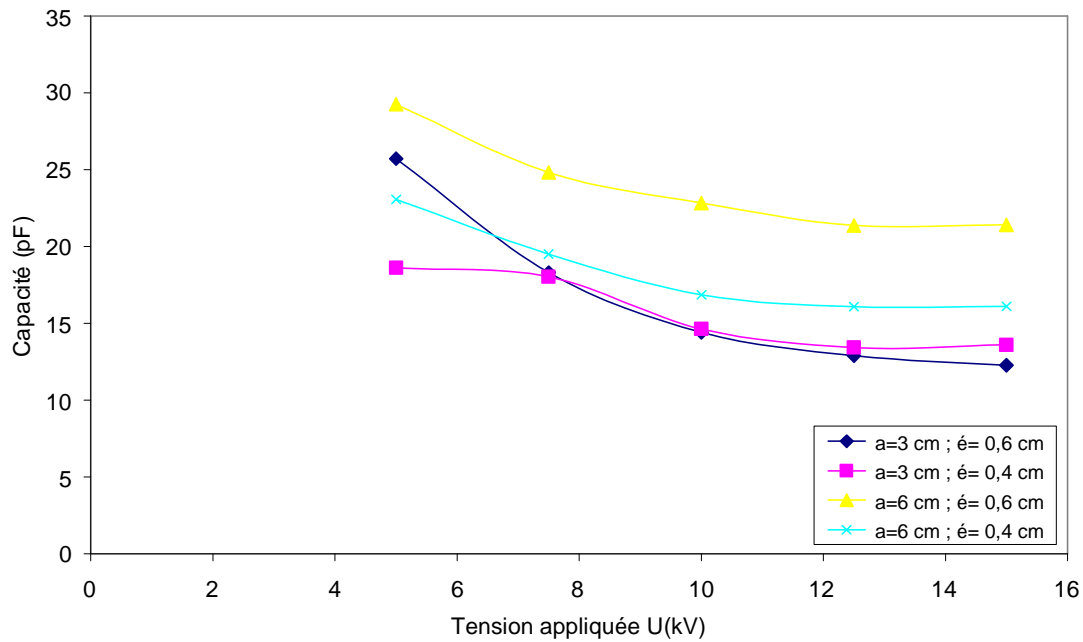


Fig. III.32 : Capacité – Tension appliquée (d= 6 cm)

III.6.4.2. Capacité en fonction de la distance inter électrodes

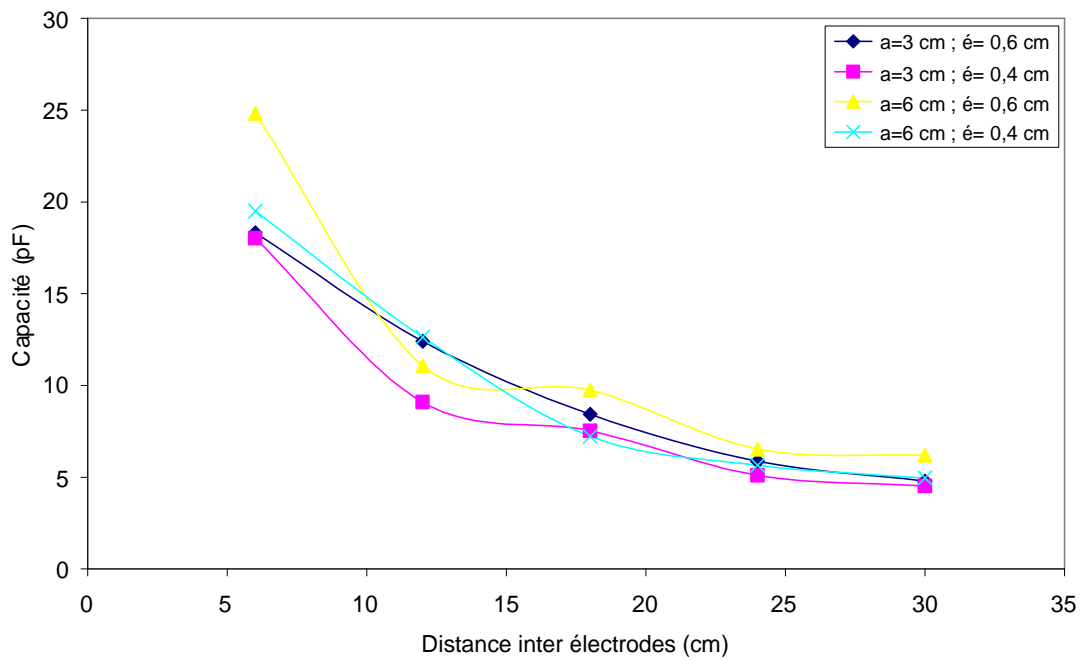


Fig. III.33 : Plaque de verre : Capacité – distance inter électrodes (pour 20 % de la tension de contournement)

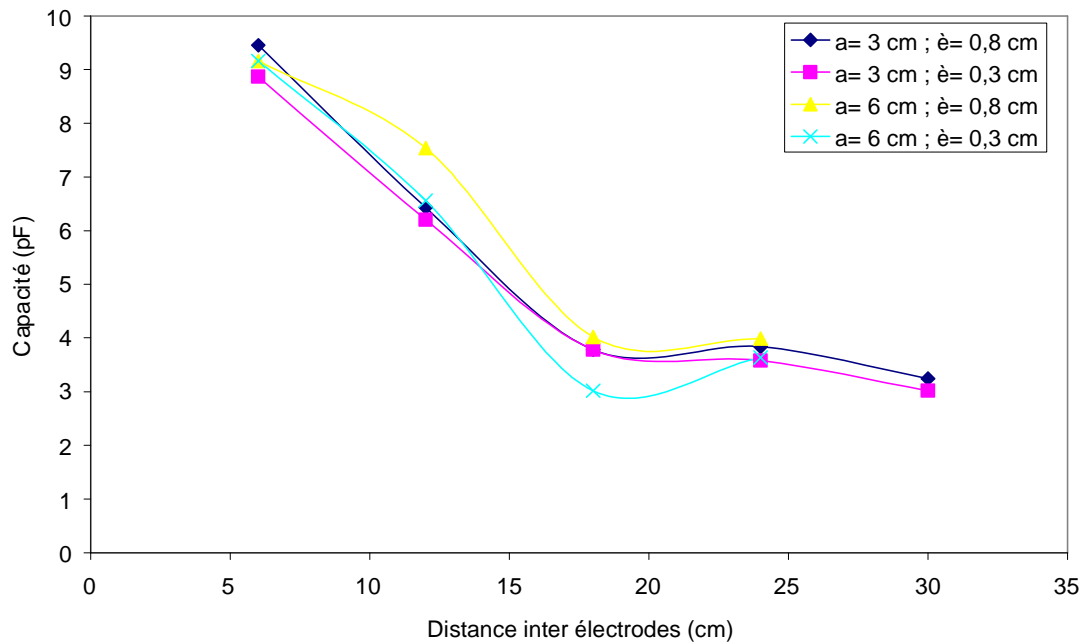


Fig. III.34: Plaque de plexiglas : Capacité – distance inter électrodes (pour 20 % de la tension de contournement)

2^{ème} Méthode : caractéristiques

III.6.4.3. Capacité en fonction de la tension appliquée

- *Plaque de verre*

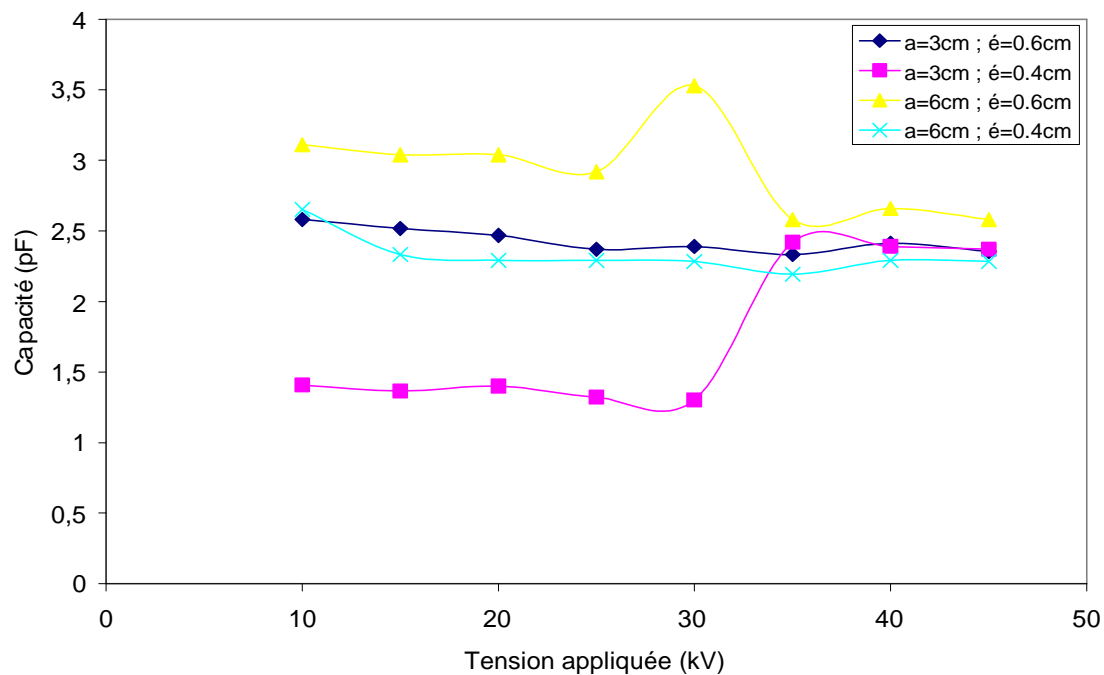


Fig. III.35 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=30 cm)

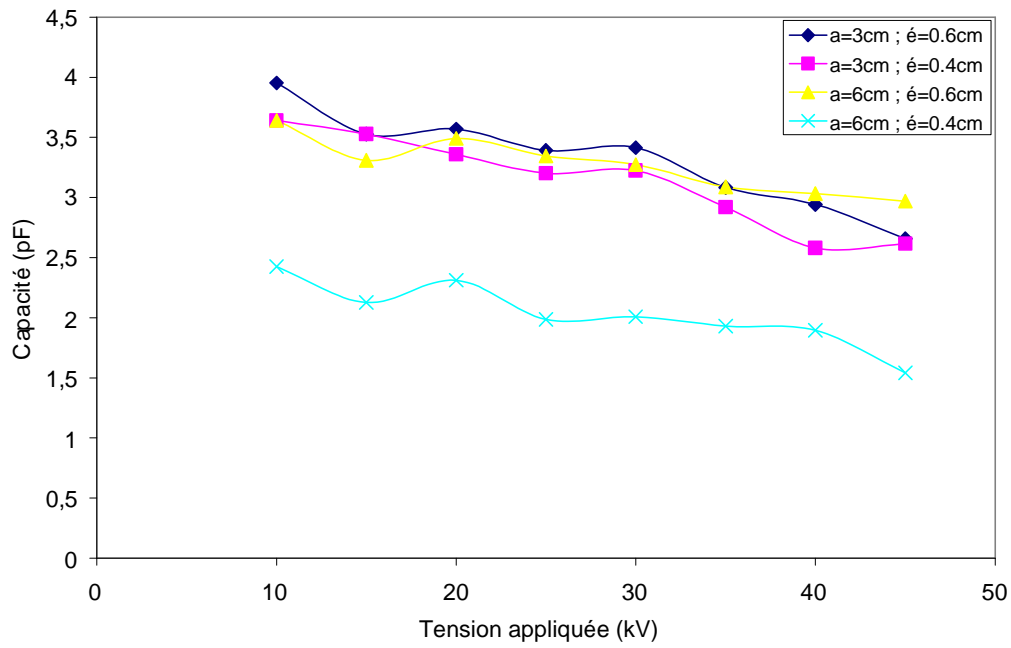


Fig. III.36 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d= 24 cm)

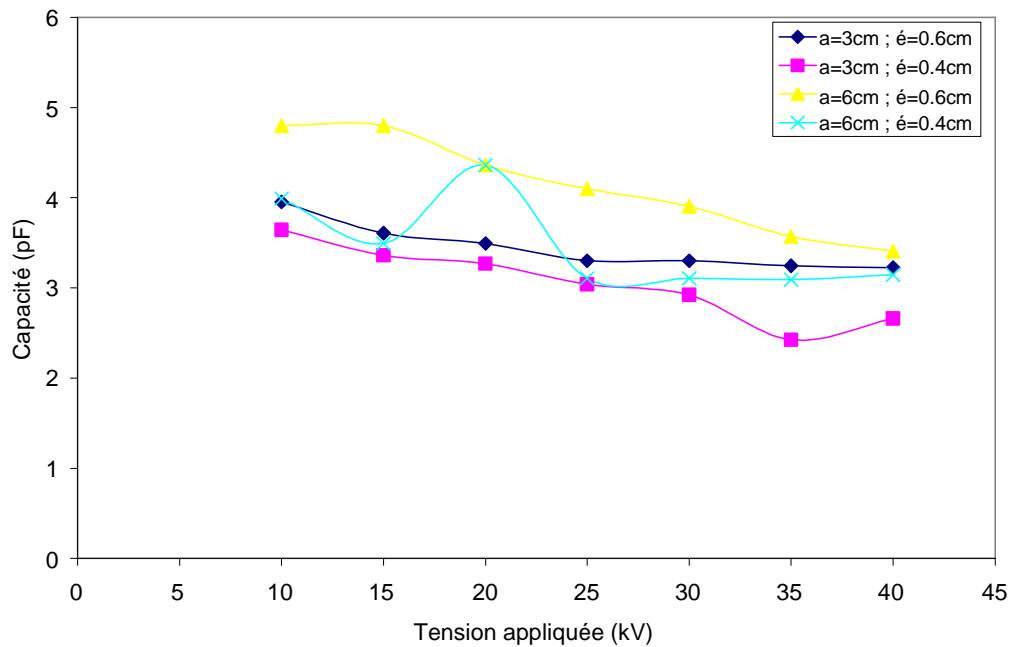


Fig. III.37 : Capacité - Tension appliquée (distance inter électrodes d=18 cm)

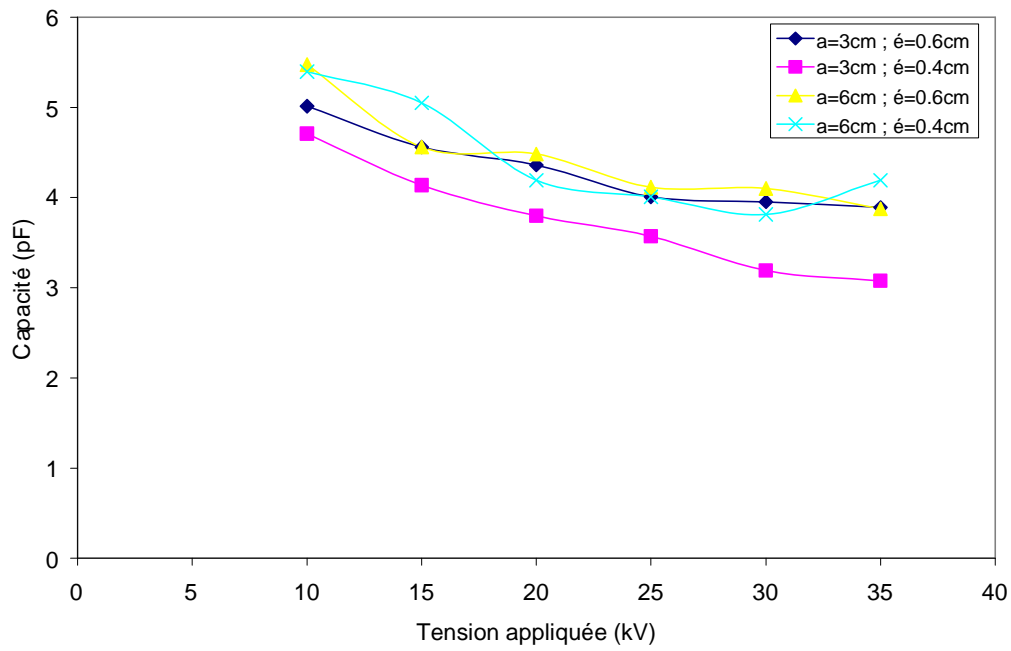


Fig. III.38 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=12 cm)

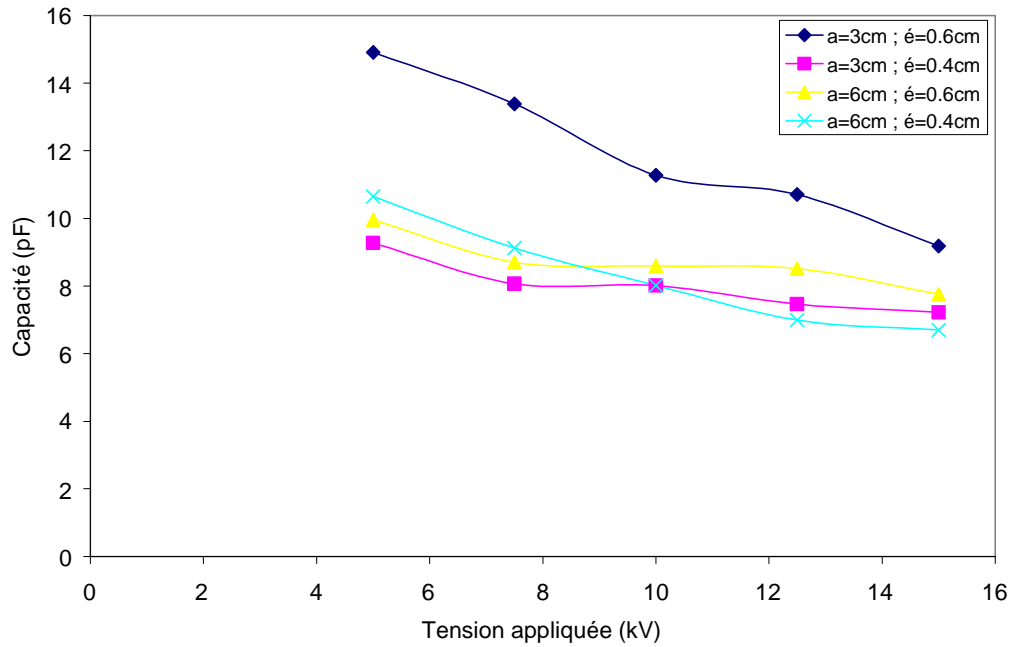


Fig. III.39 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=6 cm)

- *Plaques de plexiglas*

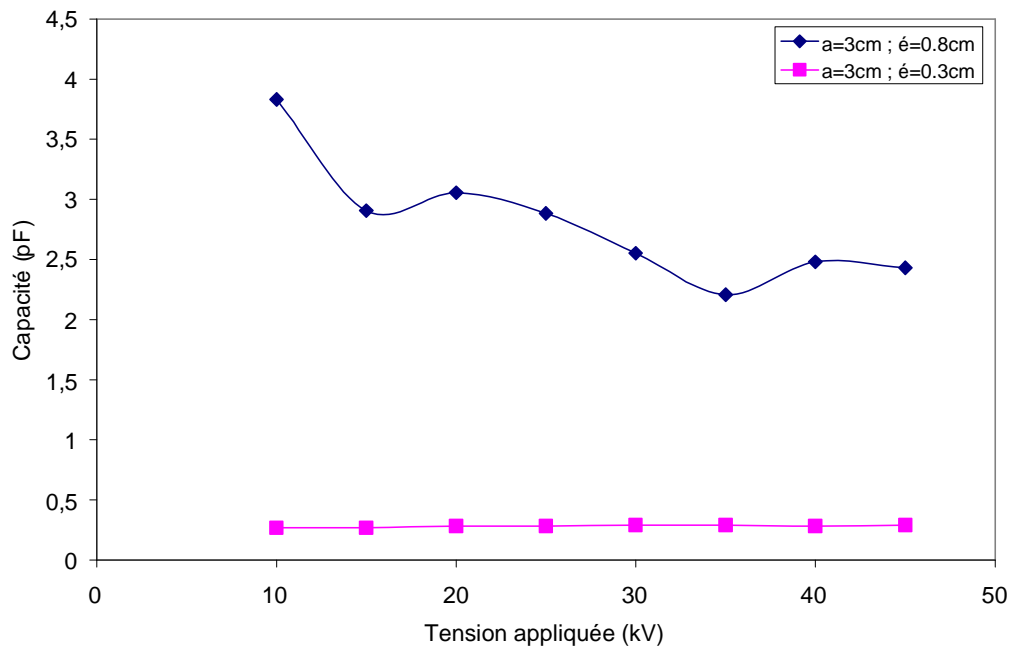


Fig. III.40 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=30 cm)

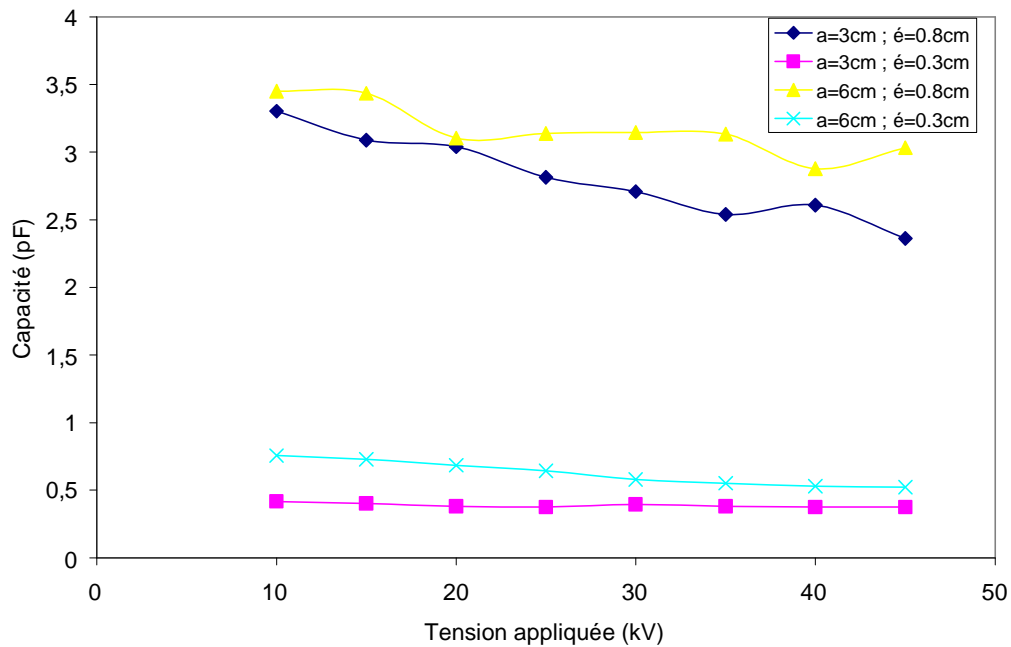


Fig. III.41 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=24 cm)

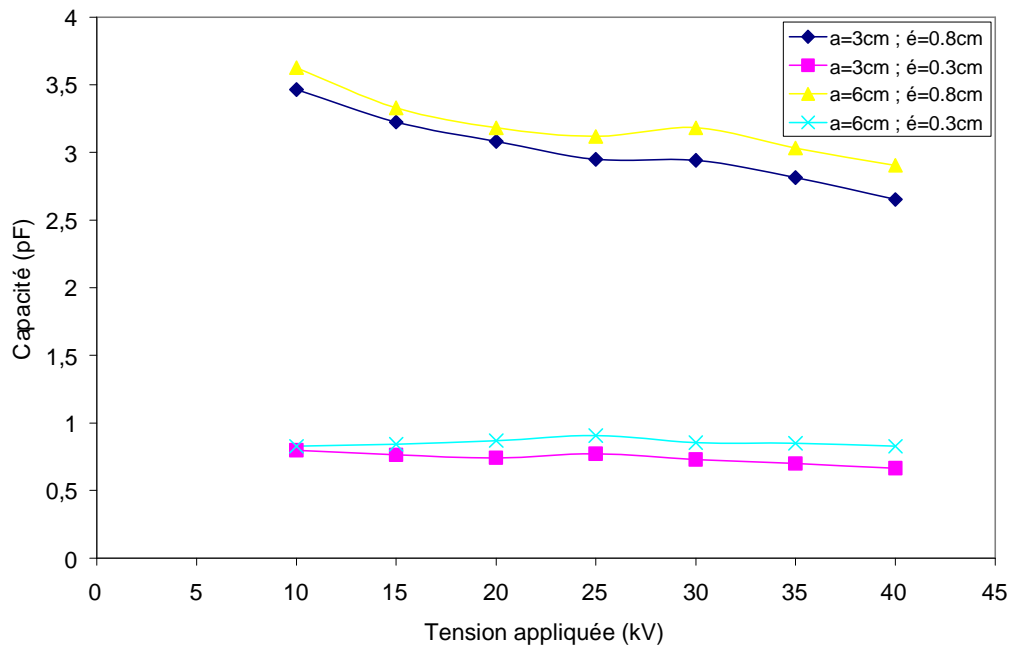


Fig. III.42 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes 18 cm)

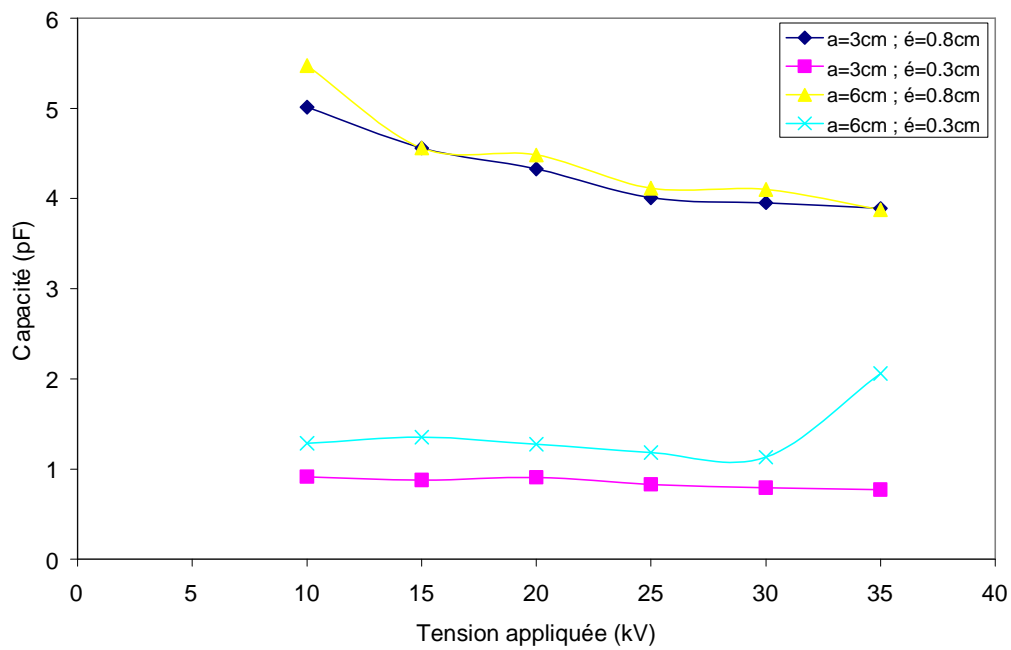


Fig. III.43 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=12 cm)

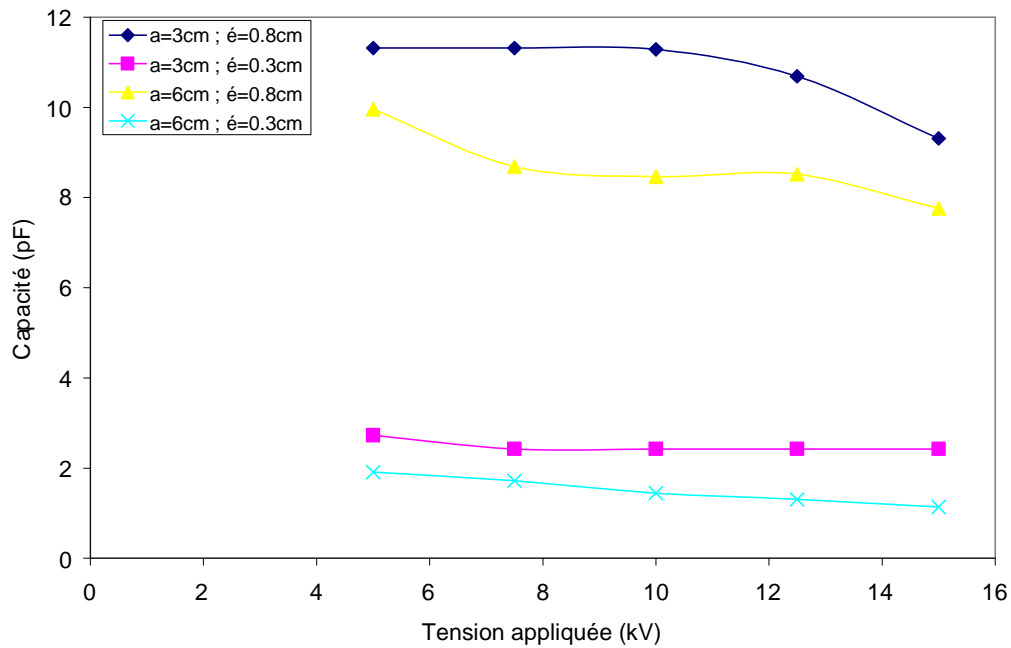


Fig. III.44 : Capacité - tension appliquée (distance inter électrodes d=6 cm)

III.6.4.4. Capacité en fonction de la distance inter électrodes

- *Plaque de verre*

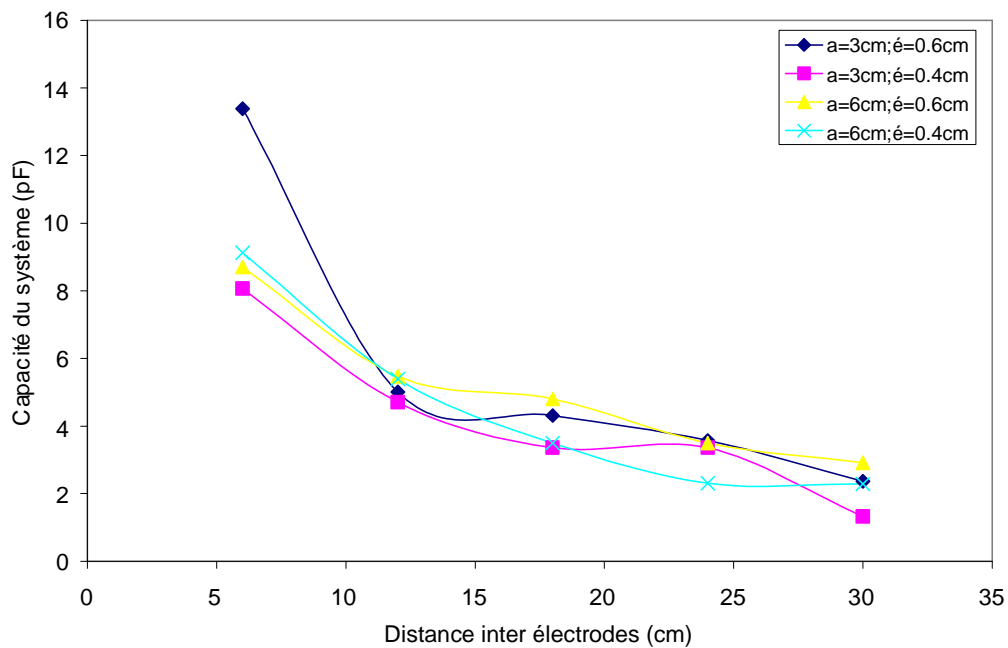


Fig. III.45 : Capacité – distance inter électrodes (pour 20 % de la tension de contournement)

- *Plaques de plexiglas*

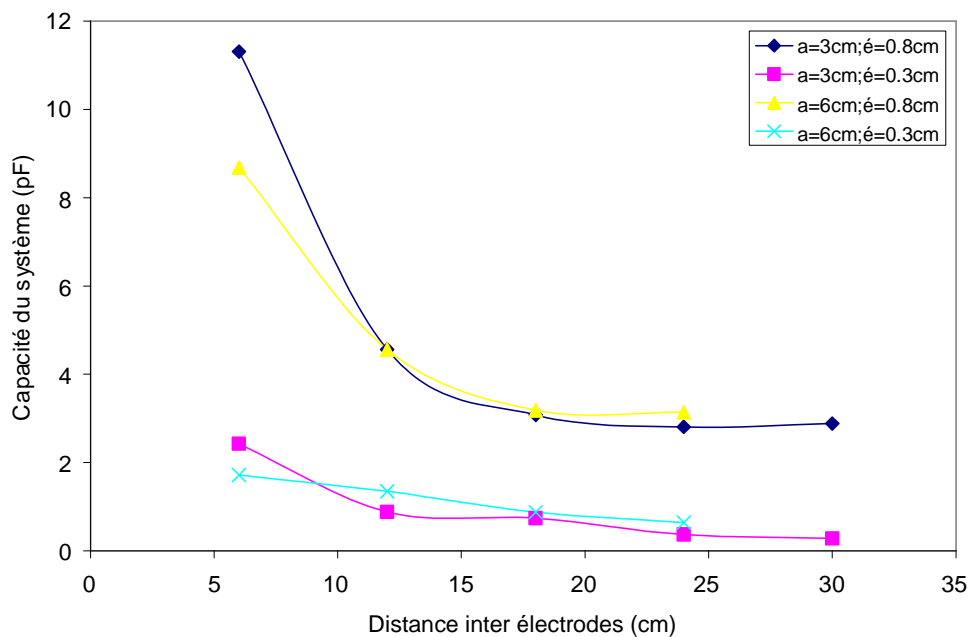


Fig. III.46 : Capacité – distance inter électrodes (pour 20 % de la tension de contournement)

III.6.5. Influence de la tension sur la capacité

Un paramètre important doit être pris en considération pour nos interprétations. C'est le fait que l'on ait pris un déphasage entre courant et tension de 80° pour toutes les configurations. Or, le courant comportant trop d'harmoniques, il nous a été difficile de mesurer le déphasage d'une façon précise, surtout pour les tensions relativement élevées. Ceci introduit certainement une erreur dans le calcul des capacités. Toutefois, nous avons quand même supposé que cette erreur n'est pas très importante, car un décalage de quelques degrés ne peut introduire qu'une petite erreur.

La capacité présente une allure décroissante en fonction de la tension, ceci résulte naturellement de l'allure non linéaire de la caractéristique courant-tension. Or, théoriquement [40, 43], la capacité d'un système ne dépend pas de la tension appliquée, mais dépend principalement du milieu et de la géométrie du système. Ceci est vrai tant que les caractéristiques du milieu restent inchangées. Ceci n'est apparemment pas le cas durant nos essais malgré les précautions que nous avons prises.

En effet, pour nos essais, nous avons appliqué des tensions inférieures à 50% de la tension de contournement. Nous avons malgré tout constaté que, même pour les tensions relativement modérées (environ 30% de la tension de contournement) nous entendions le son des aigrettes. Afin d'éviter les erreurs dues à ce problème, pour la lecture des valeurs, nous ne tenons pas compte des pics de courant détectés. Malgré toutes ces précautions, nous avons bien constaté qu'il y'a une décroissance de la capacité en fonction de la tension. Nous avons tenté d'expliquer, dans le paragraphe précédent (§III.6.3.3), ce phénomène par une possible saturation du courant

dans l'air puisque les perturbations du milieu et les changements de caractéristiques ne peuvent être que dans le milieu le moins rigide, à savoir l'air.

Nous avons donc jugé important de tracer les courbes exprimant la variation de la capacité en fonction de la tension. En effet, nous constatons que pour la majorité des courbes tracées la capacité décroît légèrement avec la tension.

Pour comparer nos résultats avec le calcul de champ classique à l'aide du logiciel FEMM (Chapitre IV), nous avons choisi de comparer les capacités théoriques avec celles mesurées pour 20% de la tension de contournement, pour toutes les distances inter électrodes.

III.6.6. Influence de la distance inter électrodes, de l'épaisseur du matériau et la largeur des électrodes

- **Influence de la distance inter électrodes**

Les courbes tracées prennent toutes la même allure décroissante. Cependant, cette décroissance n'est pas linéaire, car la valeur de la capacité est plus élevée pour les petites distances, puis elle commence à décroître d'une façon moins importante pour les grandes valeurs de "d". La charge dans les électrodes diminue en augmentant la distance inter électrodes, pour une même tension, la capacité est une fonction de $1/d$. Ceci est vérifié par la variation pratiquement hyperbolique des courbes de la capacité en fonction de la distance inter électrodes.

- **Influence de l'épaisseur du matériau et la largeur des électrodes**

La capacité est plus importante pour la plaque d'épaisseur la plus élevée (0.8 pour le plexiglas et 0.6 pour le verre). L'épaisseur du matériau contribue donc d'une manière assez prononcée dans la valeur de la capacité du système. Ceci est plus visible pour le système contenant le plexiglas, car la différence d'épaisseur entre les deux plaques utilisées est plus importante que pour le verre.

Pour mieux observer l'influence de l'épaisseur du matériau, il serait donc plus intéressant d'utiliser des plaques d'épaisseur très différentes. C'est-à-dire, utiliser une plaque d'épaisseur faible et une autre d'une épaisseur beaucoup plus élevée (4 ou 5 fois plus importantes).

Par ailleurs, la capacité est aussi légèrement plus élevée pour la largeur d'électrodes la plus grande 6cm (par rapport à la même configuration, c'est-à-dire pour la même épaisseur et distance inter électrodes), cette différence est presque négligeable. L'influence des largeurs d'électrodes existe donc, mais elle est très peu perceptible.

Nous pouvons supposer que la charge est agglomérée en grande partie sur le coté intérieur des électrodes (ceci sera confirmé avec une visualisation du champ à l'aide du logiciel FEMM), une augmentation substantielle de la largeur aurait alors une influence tout à fait modérée sur la charge totale accumulée.

Remarques :

Les essais effectués avec la méthode de la mesure de la charge semblent donner de meilleurs résultats que les essais de mesure du courant de fuite.

Nous pensons que cela est dû à des perturbations liées à un signal trop faible, les courants de l'ordre de quelques dizaines de microampères, conduisent à la mesure de tensions très faibles au niveau de l'oscilloscope. Le choix d'une résistance de 100 Ω est dans ce cas insuffisant.

Par contre, pour la mesure de la charge, le choix d'une capacité de 0,1 μ F conduit, pour le même courant de fuite, à une tension d'entrée beaucoup plus élevée aux bornes de l'oscilloscope : la lecture est donc indiscutablement meilleure, malgré l'utilisation de la résistance de protection R_s .

III.7. Détermination de la permittivité relative par la mesure de la charge

III.7.1. Interprétation de la méthode utilisée

Pour s'assurer de la validité des résultats obtenus par l'expérimentation, nous aurons à comparer ces derniers avec les résultats de la simulation (par le logiciel *FEMM*).

Pour cela il est nécessaire d'injecter dans le logiciel les valeurs des permittivités des matériaux utilisés. Nous avons alors tenté d'évaluer les permittivités de ces matériaux, en établissant une méthode reposant sur la définition de la permittivité relative ϵ_r .

Nous savons que si C_0 est la capacité du condensateur placé dans le vide, et C celle mesurée après l'introduction d'un diélectrique, le rapport $\frac{C}{C_0}$ représente la permittivité relative du diélectrique ϵ_r .

Pour mesurer la permittivité du verre et du plexiglas utilisés au laboratoire, nous avons procédé comme suit :

Nous avons utilisé deux électrodes circulaires de diamètre 30cm, en vue d'uniformiser le champ. Il s'agit donc de mesurer la capacité du système, composé de ces deux électrodes disposées en parallèles et séparées par une distance inter électrodes "a" formant ainsi un condensateur circulaire. Nous plaçons alors les électrodes en premier lieu dans l'air (Fig. III.47.a) (nous fixons les électrodes, l'une à l'aide d'une plaque métallique attachée en haut par une tige, et on pose l'autre sur des supports isolants) puis nous mesurons la charge de ce système avec le même circuit utilisé pour les mesures de la charge (Fig. III.8)

Ensuite, les deux électrodes seront collées (à l'aide du gessoil) sur les deux faces du verre (puis plexiglas) utilisé (Fig. III.47.b). De même nous mesurons la nouvelle charge du système ainsi décrit.

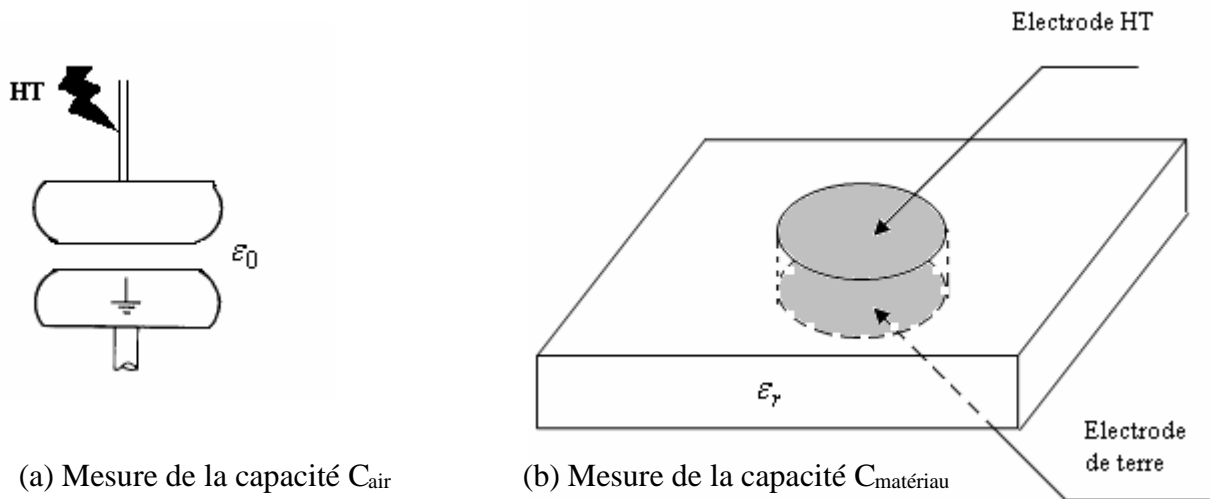


Fig. III.47 : Modèles utilisés pour le calcul de la permittivité par la mesure de la charge

Cependant, nous citerons quelques remarques quant à la méthode utilisée :

- Les plaques métalliques utilisées comme support des électrodes, ne présentent pas des surfaces parfaitement planes, et donc le champ entre les armatures n'est pas exactement uniforme.

-Les électrodes étant séparées par des distances inter électrodes très faibles (0.6cm et 0.8cm) la rigidité du système (dans l'air) est faible. Les tensions appliquées seront faibles, afin d'éviter l'apparition des phénomènes d'ionisations qui risquent d'augmenter la charge d'espace et fausser les résultats.

-Pour la même raison, nous avons effectué nos mesures pour la plus grande épaisseur de chaque plaque (0.6cm pour le verre et 0.8cm pour le plexiglas), en considérant que les deux autres plaques de plus faible épaisseurs (0.4cm pour le verre et 0.3 pour le plexiglas) ont les mêmes propriétés.

Les résultats de cette expérience sont donnés dans les tableaux suivants :

- **Armatures placées dans l'air**

Il est difficile de régler la distance inter électrodes à 0.6 et 0.8cm vu la complexité du système. Cependant la distance réglée est voisine de ces valeurs ; nous avons alors considéré une seule épaisseur.

V (kV)	2.2
Vc (V)	0.67

- **Le verre placé entre les armatures**

V (kV)	3.7	4.7	6.2
Vc(V)	6.15	7.32	11.8

- **Le plexiglas placé entre les armatures**

V (kV)	3.5	4.8	6	7
V _c (V)	2.52	2.81	2.86	3.18

III.7.2. Calcul des capacités

Le circuit de charge décrit précédemment est réutilisé pour le même but. Comme le déphasage entre la tension et le courant est négligeable, nous avons considéré que le système est une capacité pure. Nous avons alors la capacité du système est en série avec la capacité du circuit, la charge existante dans notre $Q_{\text{système}}$ est égale à celle accumulée dans la capacité du circuit de mesure Q_c ; de ce fait on a :

$$Q_{\text{système}} = Q_c \quad (\text{III.34})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{\text{système}} = C_{\text{système}} V_{\text{système}} \\ \text{et} \\ Q_c = C_c \cdot V_c \end{array} \right. \quad (\text{III.35})$$

et donc :

$$C_{\text{système}} = C_c \frac{V_c}{V_{\text{système}}} \quad (\text{III.36})$$

Nous calculons alors les capacités des systèmes ci-dessus :

- **Armatures placées dans l'air**

V (kV)	2.2
C _{air} (pF)	30.53

- **Le verre placé entre les armatures**

V (kV)	3.7	4.7	6.2
C(pF)	166	155.7	190.3

- **Le plexiglas placé entre les armatures**

V (kV)	3.5	4.8	6	7
C (pF)	72	58.6	47.6	45.4

III.7.3. Calcul de la permittivité relative

- **Armatures placées dans l'air**

V (kV)	2.2
C _{air} (pF)	30.53

- **Le verre placé entre les armatures**

V (kV)	3.7	4.7	6.2
$\epsilon_{r.Verre}$	5.43	5.10	6.23

Nous calculons alors la moyenne des permittivités :

$$\epsilon_{r.Verre} = 5.59$$

- **Le plexiglas placé entre les armatures**

V (kV)	3.5	4.8	6	7
$\epsilon_{r.Plexilas}$	2.36	1.91	1.56	1.49

On calcul alors la moyenne des permittivités :

$$\epsilon_{r.Plexiglas} = 1.83$$

Les valeurs de permittivités données dans la littérature varient entre 5 et 7 pour le verre et entre 2 et 4 pour le plexiglas. Cependant, la valeur exacte de la permittivité dépend de la nature du verre ou plexiglas considérés. Nous voyons bien que les valeurs calculés (en utilisant les résultats expérimentaux pour le calcul de C_{verre} et C_{plexiglas}) appartiennent aux intervalles donnés à quelques erreurs près. La valeur calculée de $\epsilon_{r.Plexiglas}$ sort légèrement de la fourche de permittivités du plexiglas, cette différence peut être due aux erreurs de l'expérience (particulièrement celles commises pour la mesure de la capacité les électrodes étant placées dans l'air) vu la difficulté de maintenir les électrodes parfaitement parallèles. Cependant, les résultats obtenus des permittivités semblent donc être assez corrects.

Le but de mesurer les permittivités des matériaux est de les utiliser pour la simulation des capacités du système pour les différentes configurations par le logiciel FEMM, et comparer les valeurs des capacités trouvées expérimentalement et celle calculées par le logiciel.

Suivant les résultats obtenus, ainsi que les intervalles de permittivités données pour le verre et plexiglas, nous avons choisi une permittivité égale à 6 pour les deux plaques de verre, et 2 pour les plaques de plexiglas.

III.8. Conclusion

La décharge disruptive a lieu toujours, dans le milieu le moins rigide (l'air dans notre cas). La tension de contournement croît linéairement avec la distance inter électrodes jusqu'à une certaine distance au delà de laquelle la caractéristique perd son caractère linéaire. Les largeurs et longueurs d'électrodes influent peu sur le comportement du système du point de vue tension de contournement. Le système est légèrement plus rigide que le système pointe - pointe dans l'air, vu les dimensions des électrodes (épaisseurs des électrodes $0.2 \mu\text{m}$ devant la distance inter électrodes). La décharge disruptive s'effectue dans l'air c'est pour cela qu'on n'a pas constaté une influence quant à l'utilisation de plaque de verre ou de plexiglas avec différentes épaisseurs. Les formes des bordures des électrodes des cotés internes peuvent influencer la tension de contournement, voir à diminuer la rigidité du système.

Par ailleurs les essais effectués nous ont permis de conclure que le courant de fuite peut être composé de trois courants dépendants du milieu séparant les électrodes :

- un courant dans l'air qui influence le courant total, dès que les caractéristiques de l'air sont perturbées par un champ relativement élevé et qui mène au contournement de la plaque.
- un courant circulant à l'interface diélectrique-air dû essentiellement à la composante tangentielle du champ électrique. Cependant, nous pensons qu'il demeure faible, les plaques étant propres, la conductivité surfacique sera négligeable.
- un troisième courant, circulant dans le diélectrique et dépendant des propriétés volumiques du matériau.

La capacité, à l'instar du courant de fuite, varie en fonction de la distance inter électrodes. De plus, l'influence de l'épaisseur du matériau est assez importante, ceci signifie que la capacité du système est une contribution du diélectrique (verre ou plexiglas) et de l'air. Quand à la largeur des électrodes, celle-ci influe sur la valeur de la capacité mais reste tout de même peu importante.

Enfin, l'influence de la tension sur le courant de fuite et la capacité est aussi importante, en raison des champs électriques élevés imposés aux plaques, ceci conduit probablement à un changement des caractéristiques de l'air.

CHAPITRE IV

SIMULATION

IV.1. Introduction

Dans cette dernière partie, nous avons tenté une approche du modèle de laboratoire, à l'aide d'une méthode numérique. Ceci nous a permis une meilleure compréhension des phénomènes liés aux systèmes comprenant une interface air - matériau diélectrique, notamment, la répartition du potentiel et du champ électrique.

Nous avons ainsi simulé les variations de la capacité équivalente du système en fonction des différents paramètres abordés en expérimentation, tout en comparant les résultats obtenus par les deux approches.

Dans une dernière partie, nous nous proposons, à l'aide d'une simulation, de 'séparer' les différents milieux de notre système (air et matériau diélectrique), c'est-à-dire déterminer chaque capacité séparément. Ceci nous a permis d'évaluer la contribution de chaque milieu dans la capacité globale du système.

IV.2. Notions fondamentales

IV.2.1. Relation entre charges et capacités

Considérons deux conducteurs isolés A et B et supposons qu'une charge $+Q$ a été enlevée de l'un d'eux pour être déposée sur l'autre. Si les deux conducteurs étaient initialement neutres, on obtient ainsi deux conducteurs de charges égales et de signes opposés.

Comme on le voit sur la figure IV.1, les lignes de champ partent du conducteur chargé positivement pour rejoindre celui de charge négative.

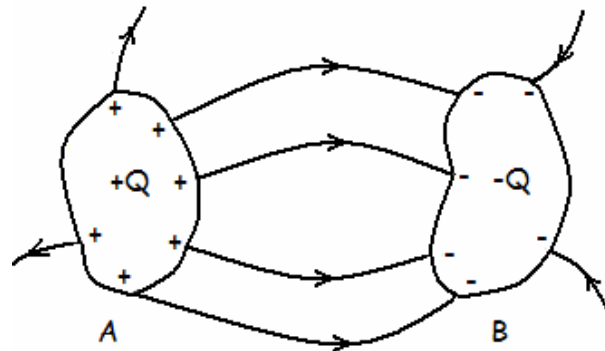


Fig. IV.1 : Lignes de champs entre deux conducteurs chargés

Les charges $+Q$ et $-Q$ sont stationnés à la surface des conducteurs.

Une telle configuration est appelée condensateur, les deux conducteurs qui la constituent étant les armatures du condensateur.

La figure IV.1 représente un condensateur de forme complexe et la répartition de la charge Q sur la surface dépendra de la forme de l'armature, de sa position par rapport à la deuxième armature, ainsi que du milieu dans lequel sont placés les conducteurs.

On appelle tension aux bornes du condensateur la différence de potentiel entre les armatures et, bien que les deux armatures portent chacune une charge de valeur absolue Q (mais de signes opposés), on appelle charge du condensateur la valeur positive Q et on appelle capacité du condensateur la valeur :

$$C = \frac{Q}{V} \quad (\text{IV.1})$$

Q étant par définition la charge positive et V la différence de potentiel entre l'armature positive et la négative, C est une grandeur par définition positive.

Remarque : La capacité C d'un condensateur est, théoriquement, indépendante de la tension et de la charge : elle constitue seulement le facteur de proportionnalité (constant) entre les deux.

Pratiquement, dans le domaine des tensions élevées, la capacité peut changer du fait d'un changement des caractéristiques du milieu diélectrique et ce, en raison des fortes contraintes électriques imposées.

La disposition la plus simple est celle du condensateur plan où deux électrodes planes et parallèles sont séparées par une faible épaisseur "d" de diélectrique. Les surfaces équipotentielles sont alors des plans parallèles aux armatures et les lignes de champ se dirigent perpendiculairement d'une armature vers l'autre. Cette disposition est d'autant plus rigoureuse que l'épaisseur est plus faible devant les dimensions transversales.

La section de l'ensemble des lignes de déplacement est donc égale à la surface (S) des armatures. Comme la répartition du flux de déplacement y est uniforme, l'application du théorème de Gauss nous conduit facilement à la détermination de l'induction:

$$D = \frac{Q}{S} \quad (\text{IV.2})$$

A l'intérieur du diélectrique, le potentiel varie linéairement quand on va d'une électrode à l'autre, le champ électrique y est donc :

$$E = \frac{V}{d} \quad (\text{IV.3})$$

Ces relations donnent :

$$Q = \frac{\epsilon S}{d} V \quad (\text{IV.4})$$

La capacité est ainsi :

$$C = \frac{\epsilon S}{d} \quad (\text{IV.5})$$

Ce résultat reste valable pour des armatures non planes, dont la distance par rapport au rayon de courbure est assez petite pour que le champ électrique entre elles soit sensiblement uniforme. Ce cas se présente par exemple pour les condensateurs au papier, très largement utilisés, dont les armatures sont enroulées en forme de bobine.

Puisque l'unité de la constante diélectrique est le Farad /mètre (F/m) l'unité de la capacité est le Farad conformément à l'équation (IV.5). L'unité de la capacité (1F) est la capacité d'un condensateur qui emmagasine une charge de 1C quand il est soumis à une tension de 1V.

IV.2.2. Relation entre résistance et capacité pour un même réseau de lignes de champ

La différence de potentiel est obtenue par la circulation du champ :

$$V_1 - V_2 = \int_{A_1}^{A_2} \vec{E} d\vec{l} \quad (\text{IV.6})$$

Pour l'interprétation de la figure en résistance, on a :

$$i = \iint_{(S_1)} \vec{j}_1 \vec{n} d\vec{s} \quad (\text{IV.7})$$

Puisque cette intensité est conservatrice, est indépendante de la section, ce qui justifie le choix arbitraire de (S_1) . Si la figure présente un condensateur alors sa charge est :

$$Q = \iint_{S_1} \sigma_1 dS_1 \quad (\text{IV.8})$$

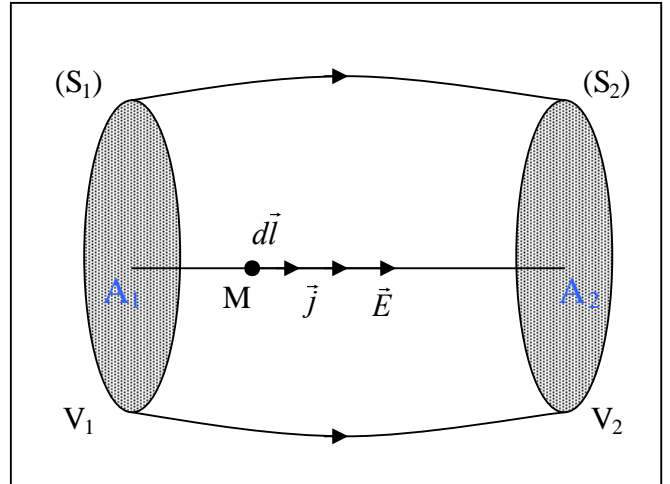


Fig. IV.2 : Les surfaces équipotentielles (S_1) et (S_2) sont les armatures du condensateur ou les sections extrêmes de la résistance.

A partir des deux égalités suivantes :

$$\begin{cases} \vec{j}_1 = \sigma \vec{E}_1 & \text{Loi d'Ohm locale} & (\text{IV.9}) \\ \sigma_1 = \varepsilon \vec{E}_1 \vec{n}_1 & \text{Théorème de Coulomb} & (\text{IV.10}) \end{cases}$$

Nous obtenons :

$$i = \iint_{S_1} \sigma \vec{E}_1 \vec{n} d\vec{S}_1 \quad \text{et} \quad Q = \iint_{(S_1)} \varepsilon \vec{E}_1 \vec{n} dS_1 \quad (\text{IV.11})$$

et donc :

$$\frac{i}{\sigma} = \frac{Q}{\varepsilon} \quad \text{Comme} \quad \begin{cases} i = \frac{V_1 - V_2}{R} \\ Q = C(V_1 - V_2) \end{cases} \quad (\text{IV.12})$$

Nous obtenons :

$$RC = \rho \varepsilon \quad (\text{IV.13})$$

avec : $\rho = \frac{1}{\sigma}$ ρ étant la résistivité.

Ce résultat peut être étendu à toutes les structures –condensateur ou résistance– présentant le même réseau de lignes de champ électrique.

On peut aussi expliciter sans difficulté la résistance de fuite entre deux fils conducteurs parallèles, ou entre un fil et le sol.

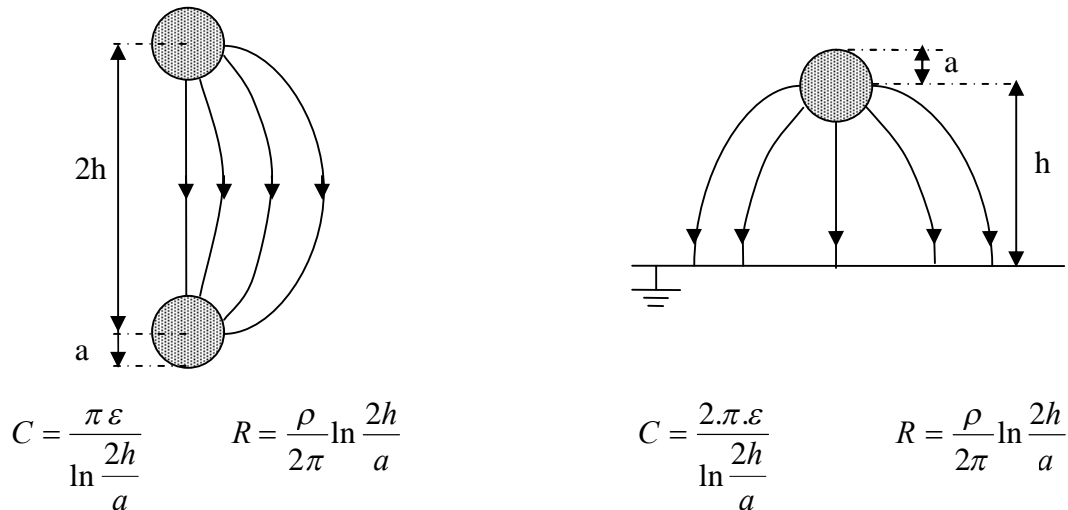


Fig. IV.3 : Relation entre capacité et résistance pour des modèles simples

IV.2.3. Permittivité équivalente

Nous nous proposons d'établir la notion de permittivité relative *équivalente* pour des systèmes à champ non uniforme pouvant comporter une interface composée de deux milieux diélectriques différents (cas de notre modèle de laboratoire).

Nous supposons le système étudié identique selon la longueur D , de manière à établir un système équivalent en deux dimensions : en d'autres termes, si on effectue une coupe transversale, le système est identique.

Il s'agit alors de trouver le système correspondant en champ uniforme, soit de trouver un système équivalent comportant deux plaques parallèles séparées par un diélectrique de permittivité relative équivalente, formant ainsi un condensateur plan (Fig. IV.4).

En gardant la même distance inter électrodes "d" et la longueur "D" pour les deux systèmes (à champ non uniforme et son équivalent en champ uniforme),

Cette équivalence se fera en égalant les capacités des deux systèmes, ce qui conduit à une largeur "e" variable et, dans le cas de plusieurs diélectriques à une permittivité *équivalente*. Nous procéderons alors comme suit :

La formule théorique correspondante au condensateur plan étant $C_{plan} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_r e)_{équivalente} D}{d}$; celle du système à champ non uniforme $C_{système}$ sera trouvée à l'aide du logiciel ou de sa formule théorique (si celle-ci est connue), par conséquent on déduira le produit (relation IV.14) de la permittivité équivalente (ϵ_r *équivalente*) par la largeur équivalente (e).

Cette dernière représentant la distance sur laquelle s'établira le champ uniforme du système équivalent qui à la même capacité du système initial.

$$C_{\text{système}} = C_{\text{équivalent}} \quad \text{d'où} \quad (\epsilon_r e)_{\text{équivalent}} = \frac{C_{\text{système}} \cdot d}{\epsilon_0 D} \quad (\text{IV.14})$$

Nous établirons donc les variations de la distance équivalente (e) en fonction de la distance inter électrodes.

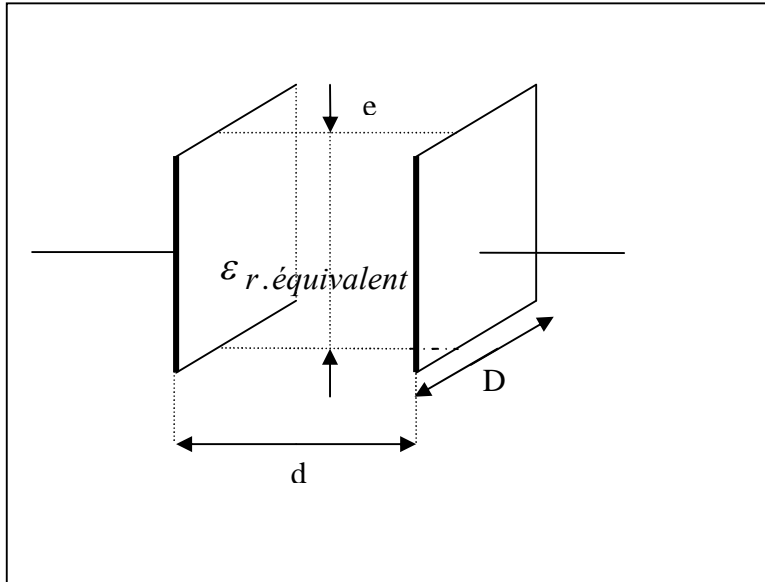


Fig. IV.4 : Modèle équivalent en champ uniforme

IV.2.3.1. Exemple d'application pour une ligne bifilaire

Appliquons la notion de permittivité équivalente à un modèle simple composé de deux fils conducteurs (ligne bifilaire), comprenant un seul milieu diélectrique (l'air).

Il s'agit d'un système qui conduit à une répartition du champ électrique qui est loin d'être uniforme (Fig. IV.5).

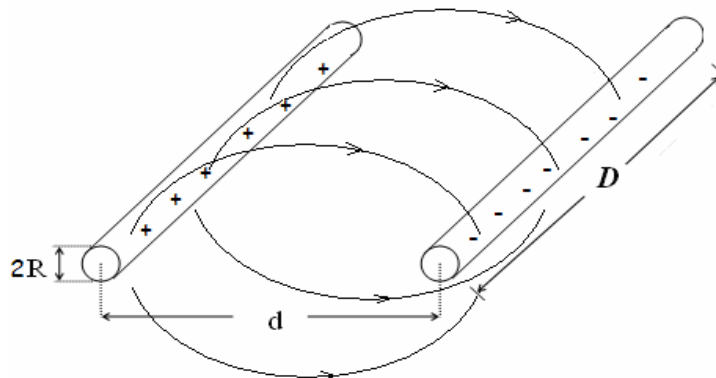


Fig. IV.5 : Condensateur à deux fils parallèles

L'expression théorique de la capacité de ce système est donnée par la formule :

$$C_{\text{systeme}} = \frac{\epsilon\pi D}{\ln \frac{d}{R}} \quad (\text{IV.15})$$

- où : C : capacité, en farads (F)
- D : diamètre du conducteur (m)
- d : distance séparant les conducteurs (m)

A partir de l'expression (IV.14), nous établirons les variations de capacité du condensateur plan équivalent (Fig. IV.6), ce qui nous conduit à établir $(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}}$ en fonction de la distance inter (dans ce cas précis $\epsilon_{r,\text{équivalente}} = \epsilon_r = 1$ car il n'y a qu'un seul milieu qui est l'air) :

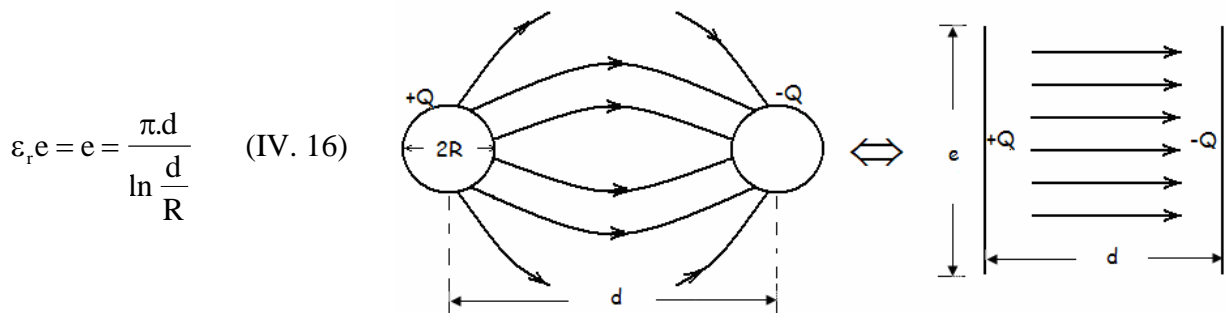


Fig. IV.6 : Capacité équivalente d'une ligne bifilaire

Les résultats sont reportés sur le tableau ci-dessous pour un rayon $R = 0,5\text{cm}$ et une longueur de la ligne $D = 50\text{cm}$.

d (cm)	5	10	15	20	25	30	45
$C_{\text{systeme}} (\text{pF})$	6.040	4.643	4.089	3.770	3.555	3.397	3.091
$(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}} (\text{cm})$	6.82	10.49	13.85	17.03	20.08	23.02	31.42

La figure IV.7 représente la variation $e(d)$ de la ligne bifilaire. Nous voyons bien que les variations de e en fonction de la distance inter électrodes présentent une allure croissante.

Cela signifie que les lignes de champ se répandent de manière beaucoup plus large quand la distance inter électrodes augmente. Le condensateur plan équivalent possède donc une largeur qui augmente avec d : il en résulte une capacité qui diminue très modérément avec la distance d .

A titre d'exemple, pour une distance de 5 puis de 45 (rapport de 9), la capacité n'est réduite que de moitié.

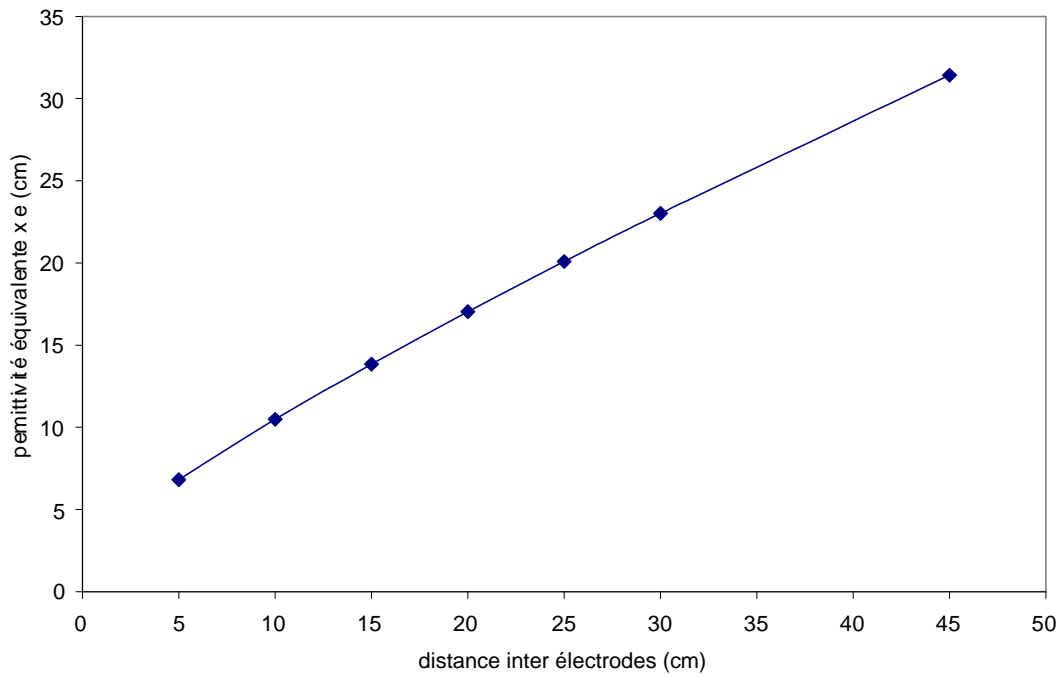


Fig. IV.7 : Variation de 'e' équivalent en fonction de la distance inter électrodes

IV.3. Méthodes d'évaluation du champ électrique ^[52]

Lorsque les méthodes analytiques deviennent impossibles à appliquer pour certains problèmes de calculs de champ, il est nécessaire d'avoir recours aux méthodes numériques. Celles-ci présentent l'avantage de résoudre d'innombrables problèmes, impossibles à résoudre autrement.

Citons pour mémoire les autres méthodes existantes :

IV.3.1. Méthodes expérimentales

Au moyen d'un voltmètre électrostatique (sondes de champ), promené aux alentours de l'objet sous tension. L'objet doit évidemment être déjà fabriqué. Cette méthode est cependant utilisée pour des vérifications dans le contexte réel. Il faut prendre garde à ce que la mesure ne déforme pas le champ.

IV.3.2. Méthodes analogiques

Les plus connues sont :

- Les méthodes graphiques, par lesquelles on trace un ensemble de lignes orthogonales.
- La cuve électrolytique; des électrodes ayant la forme de l'objet sont immergées dans un liquide semi-conducteur. L'objet est mis sous tension ($\leq 50V$), la cuve à la terre et les champs sont relevés au moyen de sondes.
- Les réseaux d'impédances dans lesquels le "fluide de la cuve rétro statique" est remplacé par un réseau de résistances; ces tensions sont mesurables aux noeuds.

IV.3.3. Méthodes analytiques et numériques

- *Transformations conformes*; méthodes utilisant des passages d'un plan complexe, dans lequel les champs sont simples, à un autre plan complexe représentant les champs réels. Les formules de passage sont difficiles à trouver.

- *Principe des charges fictives*, basé sur la simulation de la distribution superficielle de charges électriques à la surface des électrodes. La résolution implique le calcul de coefficients de potentiel, donc ici également calculs matriciels.

- *Différence finie*; méthode numérique basée sur la dérivée du potentiel. Le système d'équation résultant est traité sous forme matricielle. Cette méthode n'est pas pratique ou peu précise lorsque les champs ne sont pas homogènes.

- *Eléments finis*. Parente proche de la différence finie, cette méthode consiste à "minimiser l'énergie" dans la région d'intérêt. Celle-ci est découpée en petits éléments (*triangles, rectangles, ...*) dans chacun duquel on admet une variation linéaire ou quadratique du champ, ce qui permet une résolution matricielle simple.

Pour une bonne précision, il est cependant nécessaire de diviser une région comportant de grandes variations de champ en de plus nombreux éléments (Fig. IV.8).

Cette méthode est très utilisée, car les mêmes algorithmes sont valables pour toutes sortes de champs (magnétiques, thermiques, ...).

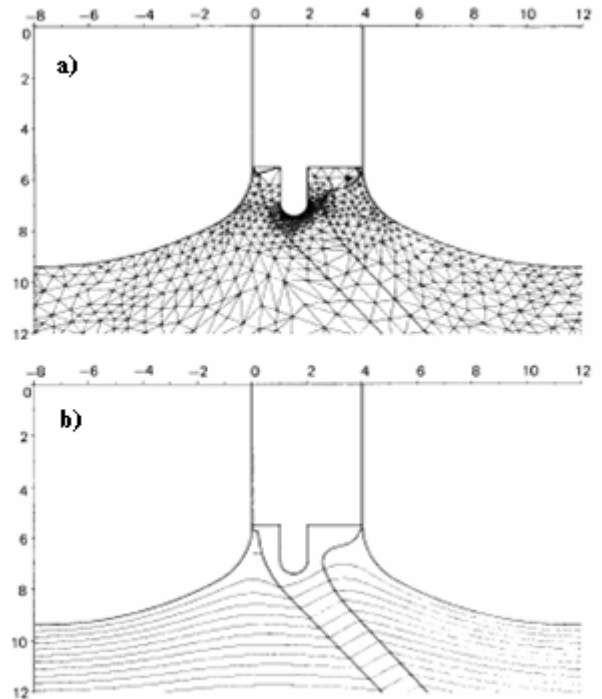


Fig. IV.8 : (a) Découpage en éléments triangulaires (b) résultat

IV.4. Simulation du modèle de laboratoire

L'approche par simulation de notre modèle a été faite à l'aide d'un logiciel à deux dimensions "FEMM 4.0" utilisant la méthode des éléments finis.

La configuration simple de notre modèle de laboratoire nous a permis une représentation relativement aisée (Fig. IV.9).

En procédant à une 'coupe' transversale, on élimine une variable, c'est-à-dire qu'on suppose la distance D suffisamment grande devant les autres variables.

On injectera dans le logiciel les mêmes paramètres géométriques considérés lors des expérimentations, ainsi que les valeurs des permittivités du verre et du plexiglas mesurées expérimentalement.

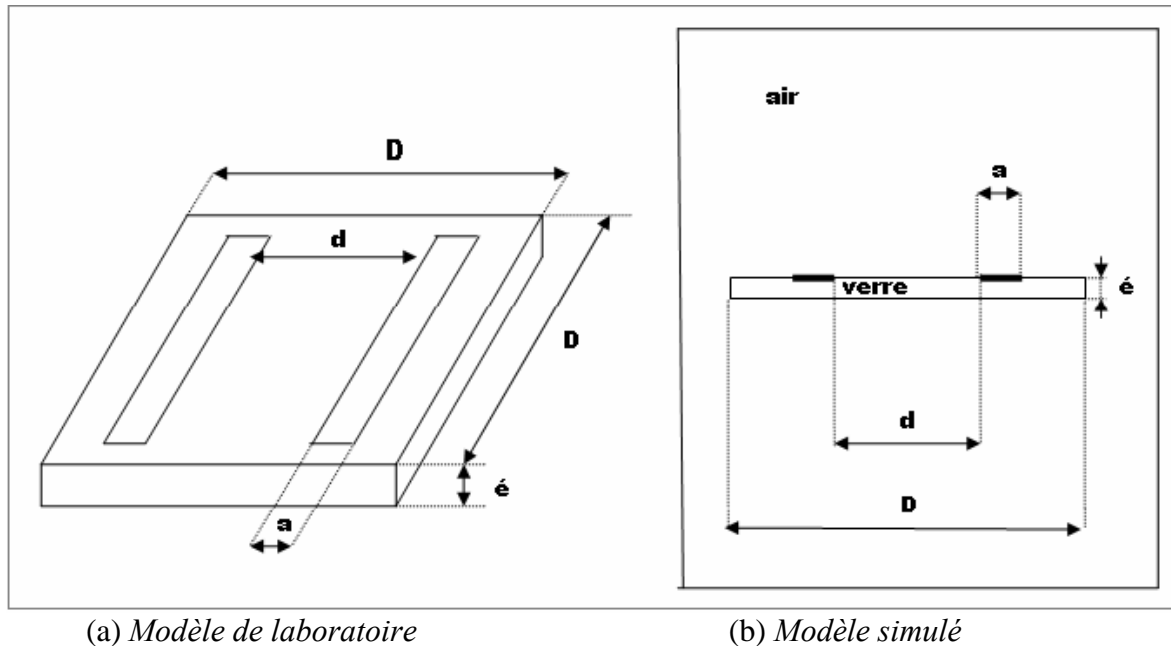


Fig. IV.9 : Représentation du Modèle de laboratoire sur le logiciel

L'utilisation du logiciel nous a permis de voir la distribution du champ électrique, du vecteur déplacement ainsi que la répartition du potentiel.

De plus, nous l'avons exploité pour déterminer la capacité du système afin de pouvoir la comparer avec les résultats obtenus expérimentalement.

Le modèle schématisé ainsi en deux dimensions prendra sa troisième dimension (La distance 'D' dans notre cas), comme étant la profondeur du système et qui représentera aussi la longueur des électrodes. L'analyse de la répartition du champ électrique ou du potentiel sera perçue sur une *section plane* du modèle, ce qui sous-entend que la répartition est la même sur toute la profondeur d'un même point du système, ce qui a pour conséquence de négliger les effets aux bords.

IV.4.1. Application du logiciel à des systèmes connus

Afin d'affirmer la bonne approche du modèle de laboratoire par la simulation nous avons appliqué les mêmes paramètres (conditions aux limites, dimensions des éléments de découpage des différentes régions,...) sur deux modèles connus.

Le premier choix s'est porté sur un condensateur plan composé de deux électrodes planes en parallèles, le deuxième sur la ligne bifilaire.

Les expressions théoriques des capacités des deux systèmes étant connues, les résultats obtenus par simulations sont comparés avec les calculs théoriques.

Remarque :

La capacité est calculée à partir du rapport entre la charge sur l'une des électrodes (donnée par le logiciel) et la différence de potentiel établie entre les deux électrodes du système.

a- Condensateur plan

Le condensateur le plus simple est composé de deux plaques métalliques séparées par un isolant ou un diélectrique (Fig. IV.10 a). On utilise donc la formule théorique déjà établie (IV.5) :

$$C_{théorique} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

En prenant les dimensions suivantes : $D = 100$ cm, $e = 20$ cm, $d = 0.05$ cm.

La capacité obtenue sera :

$$C_{théorique} = 3,542 \text{ nF}$$

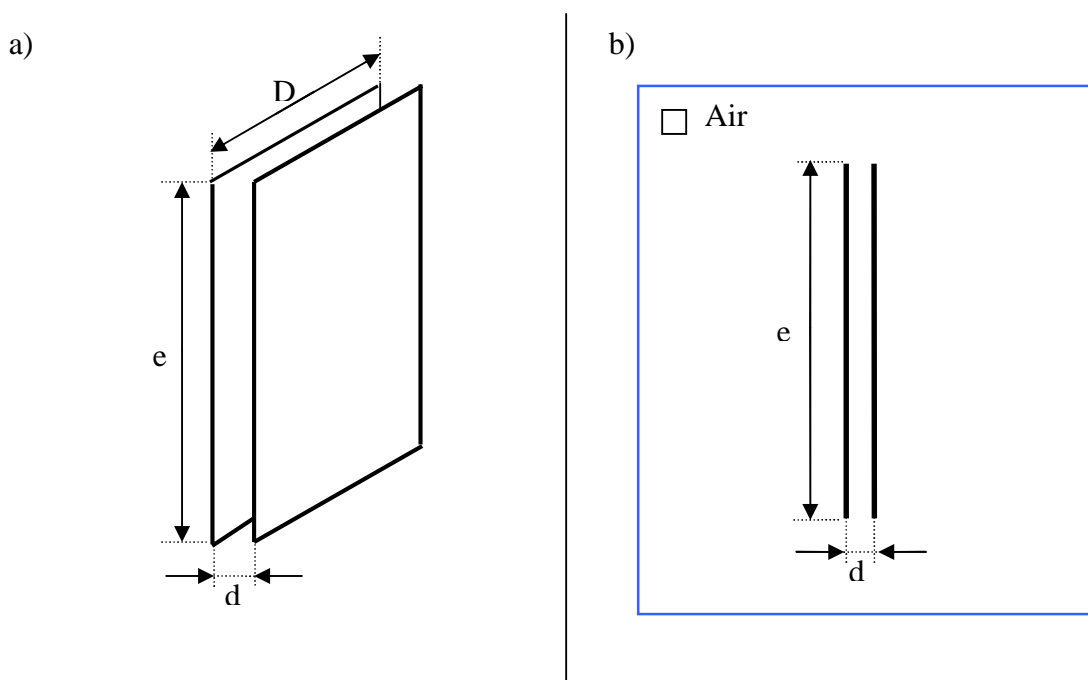


Fig. IV.10 : Simulation d'un condensateur plan

Afin de simuler la même capacité calculée théoriquement, nous traçons deux lignes parallèles de longueur $e = 20$ cm distantes de $d = 0.05$ cm, nous choisissons une profondeur du modèle (Depth) $D=100$ cm, l'une des plaques portée sous une tension de 1 V, l'autre sous 0 V. Le milieu choisi qui est l'air, dont nous avons fixé la permittivité relative ϵ_r à 1, (Fig. IV.10 b). Les dimensions des éléments triangulaire de découpage sont ceux pris par le logiciel par défaut, pour les conditions aux limites (trait en bleu) nous avons pris une densité de charge nulle sur tout le pourtour.

La capacité du système ainsi défini, obtenue à l'aide du logiciel est :

$$C_{simulée} = 3,579 \text{ nF}$$

• **Remarque**

-Les deux capacités obtenues sont presque identiques, cependant la différence de 1% peut être expliquée par les effets de bords pris en compte par le logiciel, et non considérés par l'expression théorique qui suppose des plaques infiniment grande, ainsi qu'une répartition uniforme du champ électrique entre les deux plaques. C'est pourquoi $C_{théorique}$ et $C_{simulée}$ seront d'autant plus proches que la distance inter électrodes "d" sera très petite devant les dimensions des plaques ($d \ll e$ et $d \ll D$).

b- Capacité de deux fils parallèles

Deux fils conducteurs parallèles (Fig. IV.11a) forment un condensateur dont la capacité est donnée par la formule :

$$C = \frac{\epsilon\pi D}{\ln \frac{d}{R}} \quad (IV.17)$$

En prenant les dimensions suivantes : $R = 0.5$ cm, $d = 15$ cm, $D = 50$ cm.

$$C_{théorique} = 4.089 \text{ pF}$$

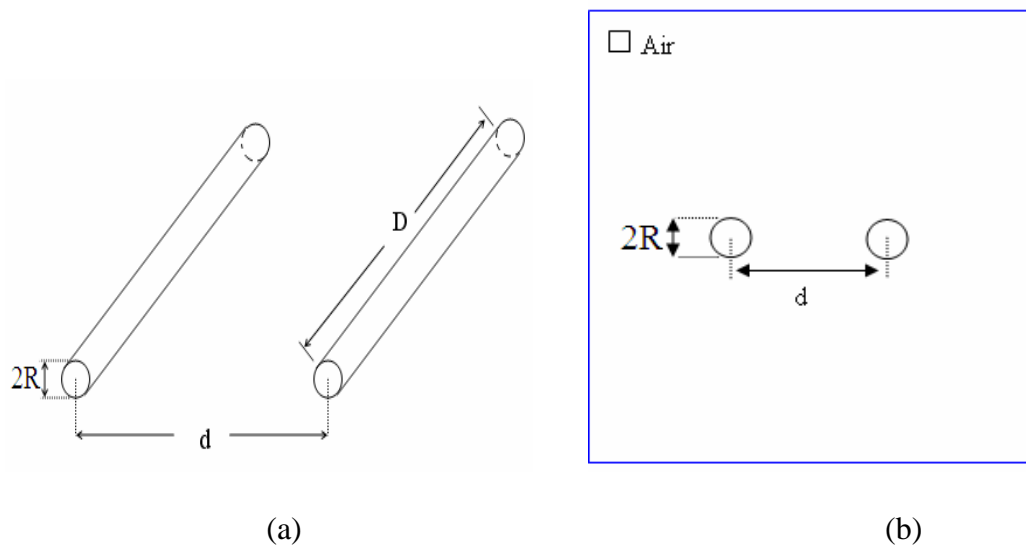


Figure IV.11 : Simulation de la capacité de deux fils parallèles

Pour simuler le système comportant deux fils conducteurs parallèles, nous traçons deux cercles identiques d'un diamètre $2R = 1$ cm, espacés d'une distance inter électrodes $d = 15$ cm. Nous choisissons une profondeur du modèle (Depth) $D=50$ cm qui représentera la longueur des conducteurs. Le milieu choisi est l'air ($\epsilon_r=1$), un conducteur mis sous une tension de 1 V, l'autre sous 0 V, les mêmes conditions décrites dans le modèles plan-plan sont considérées (Fig. IV.11 b).

La capacité du système ainsi définit, obtenue à l'aide du logiciel est :

$$C_{simulée} = 4.080 \text{ pF}$$

Nous remarquons, dans ce cas de figure, que la capacité obtenue par le logiciel est remarquablement proche de celle calculée théoriquement. Une meilleure précision pourrait être obtenue en augmentant le nombre d'éléments de découpage, mais le maillage pris par le logiciel par défaut donne déjà des résultats très acceptables.

Les résultats obtenus pour les deux modèles précédents, confirme la bonne représentation d'un modèle réel à trois dimensions (3D) à l'aide du logiciel à deux dimensions (2D). De plus nous nous sommes assuré que nous avons utilisé correctement les paramètres du logiciel : nous pouvons par conséquent l'utiliser pour le système complexe étudié en laboratoire.

IV.4.2. Influence des différents paramètres sur la capacité du modèle de laboratoire

Après avoir confirmé les résultats obtenus par simulation, sur des modèles connus, nous nous proposons d'appliquer la même méthode sur notre modèle de laboratoire.

Ainsi, nous observerons l'influence des différents paramètres (distance inter électrodes "d", épaisseur des plaques "é" et largeur des électrodes "a") sur la capacité, pour les deux types de matériaux abordés au laboratoire, à savoir le verre et le plexiglas.

Les résultats sont présentés sur les figures suivantes :

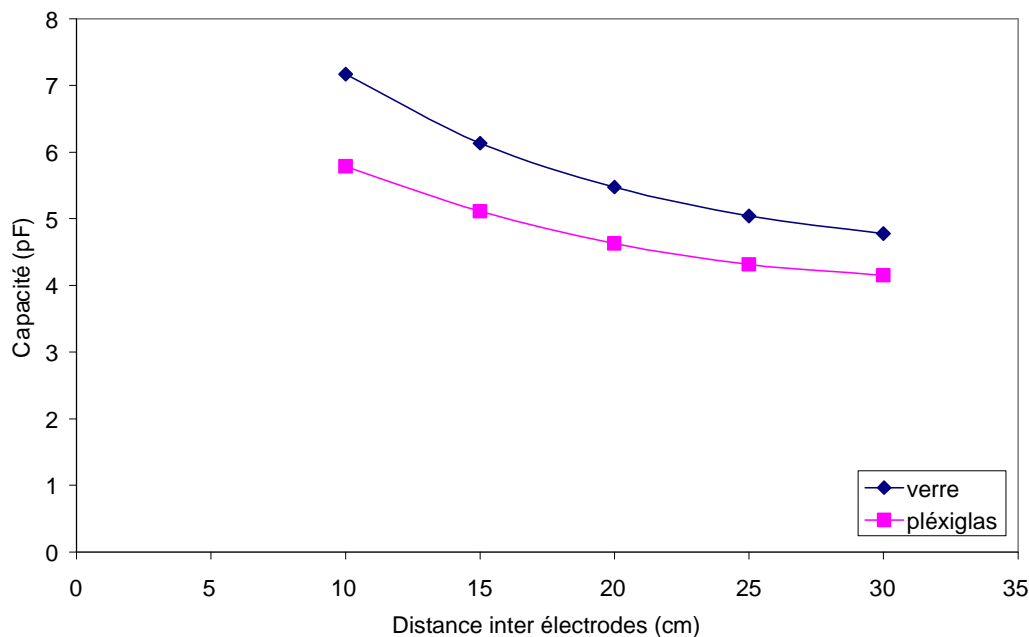


Fig. IV.12 : Capacité en fonction de la distance inter électrodes ($\epsilon = 0.5$ cm ; $a = 3$ cm)

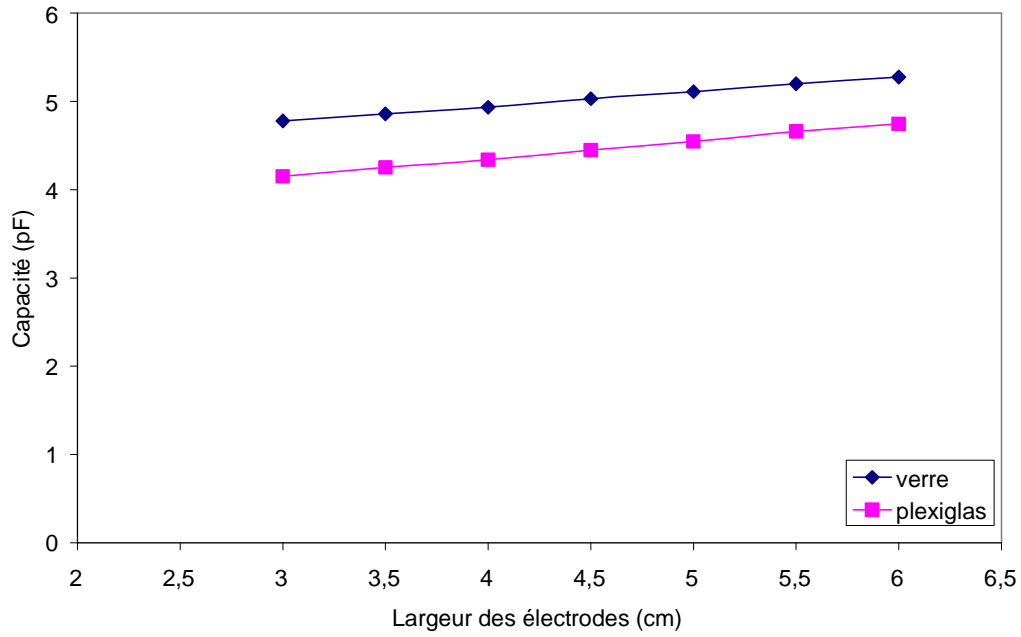


Fig. IV.13 : Capacité en fonction de la largeur des électrodes ($d= 30$ cm ; $\epsilon= 0.5$ cm)

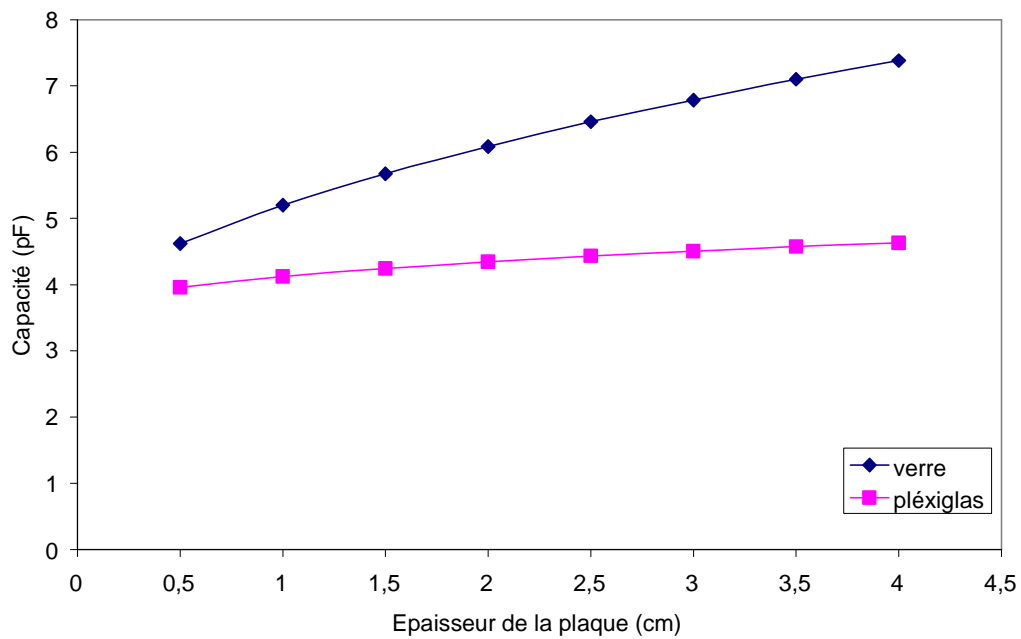


Fig. IV.14 : Capacité en fonction de l'épaisseur de la plaque ($d= 30$ cm ; $a= 3$ cm)

IV.4.2.1. Influence de la distance inter électrodes

En prenant un modèle avec une épaisseur $e=0.5$ cm, des électrodes de largeurs $a=3$ cm chacune, et en faisant varier la distance entre les deux électrodes de 10 à 30 cm pour les deux cas (verre et plexiglas) ; Nous obtenons les graphes de la Figure IV.12, nous remarquons que la capacité du système diminue quand la distance entre électrodes augmente et donc "C" est inversement proportionnelle à la distance "d".

L'analogie avec un système à champ électrique uniforme (Fig.IV.15), dont l'expression est :

$$C = \frac{(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}} \epsilon_0 D}{d} \tag{IV.18}$$

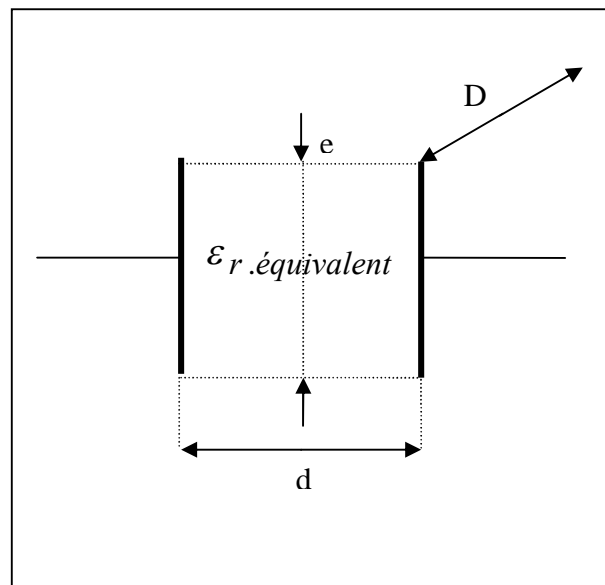


Fig. IV.15 : Condensateur plan équivalent

Ce qui nous permet de trouver les variations du produit $(\epsilon_r \cdot e)_{\text{équivalente}} \cdot x e$ en fonction de la distance inter électrodes (tableau ci-dessous), telle que " $\epsilon_r \cdot e)_{\text{équivalente}}$ " représente la permittivité équivalente du milieu composé d'air et de verre (de valeur constante mais inconnue), et "e" présente une distance équivalente pour une distribution du champ uniforme donnant la même valeur de la capacité.

d (cm)	10	15	20	25	30
$(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}}$ 'verre' (cm)	0.162	0.208	0.247	0.285	0.324
$(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}}$ 'plexiglas' (cm)	0.131	0.173	0.209	0.244	0.281

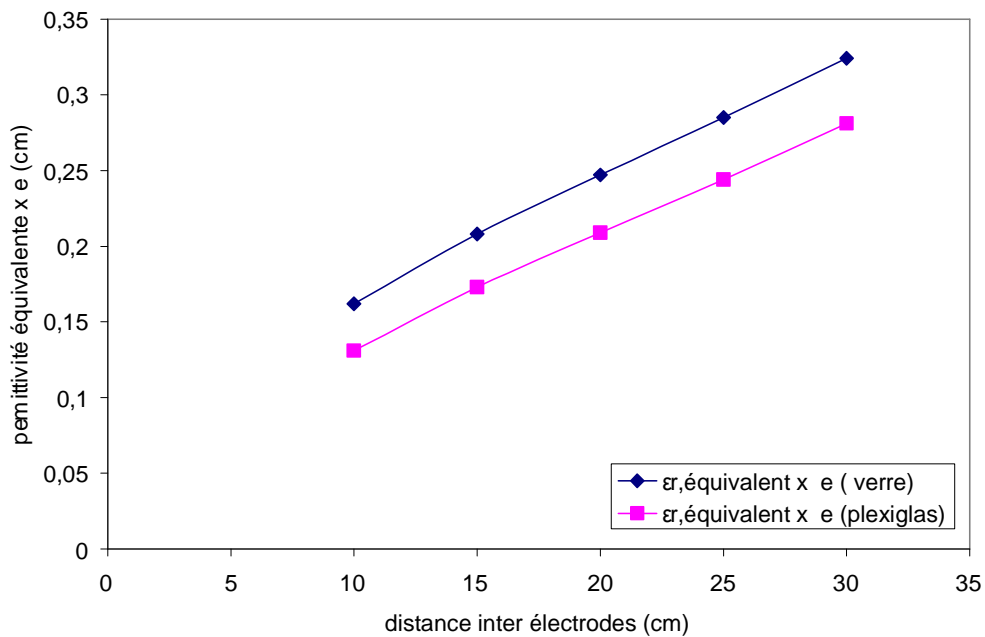


Fig. IV.16 : $(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}}$ en fonction de la distance inter électrodes

Nous remarquons que la distance "e" du condensateur plan équivalent augmente quand nous augmentons la distance inter électrodes "d" et ceci pour les deux cas de figure, du verre et du plexiglas, cependant ϵ_r , équivalent correspondant au modèle comprenant la plaque de verre est plus important que celui du modèle avec plexiglas.

Remarque : la détermination de la permittivité équivalente nous renseigne sur le rapport entre la distance entre les électrodes d et l'étendue des lignes de champ, exprimées par la largeur e.

IV.4.2.2. Influence de la largeur des électrodes

Nous fixons une distance inter électrodes $d=30$ cm, avec la même épaisseur de plaque pour les deux matériaux $\epsilon=0.5$ cm, des variations de la largeur des électrodes de $a = 3$ cm à $a= 6$ cm (Fig.IV.13) montrent que la capacité augmente avec la largeur des électrodes, cependant cette variation ne semble pas très importantes, car en doublant "a" de 3cm à 6cm la capacité ne varie que de 10% pour les deux cas de matériaux. Il est remarqué aussi que la capacité du modèle comportant une plaque de verre demeure toujours plus grande devant celle comportant une plaque de plexiglas, ceci est dû essentiellement à la différence des permittivités des deux matériaux (ϵ_r , verre = 6, ϵ_r , plexiglas = 2).

IV.4.2.3. Influence de l'épaisseur de la plaque

Nous fixons la distance inter électrodes à $d=30$ cm, pour des électrodes de largeur $a=3$ cm (Fig. IV.16). Les variations de la capacité dans les deux cas sont proportionnelles à l'épaisseur du matériau. Cependant, cette variation est plus importante pour le modèle comportant le verre.

En supposant que le système présente un ensemble de deux capacités (celle de l'air et celle du matériau diélectrique), une augmentation de l'épaisseur du diélectrique ne peut qu'augmenter la capacité totale du système.

Ceci permet d'expliquer aussi le fait que la capacité du modèle comportant la plaque de verre augmente d'une manière plus importante que celle du modèle comportant le plexiglas, en raison de sa plus forte permittivité.

Pour mieux cerner ce point, nous avons tracé la variation de la capacité du système (avec toutes les configurations données) en fonction de l'épaisseur de la plaque. Et pour une plage de variation de l'épaisseur assez grande (Fig. IV.17).

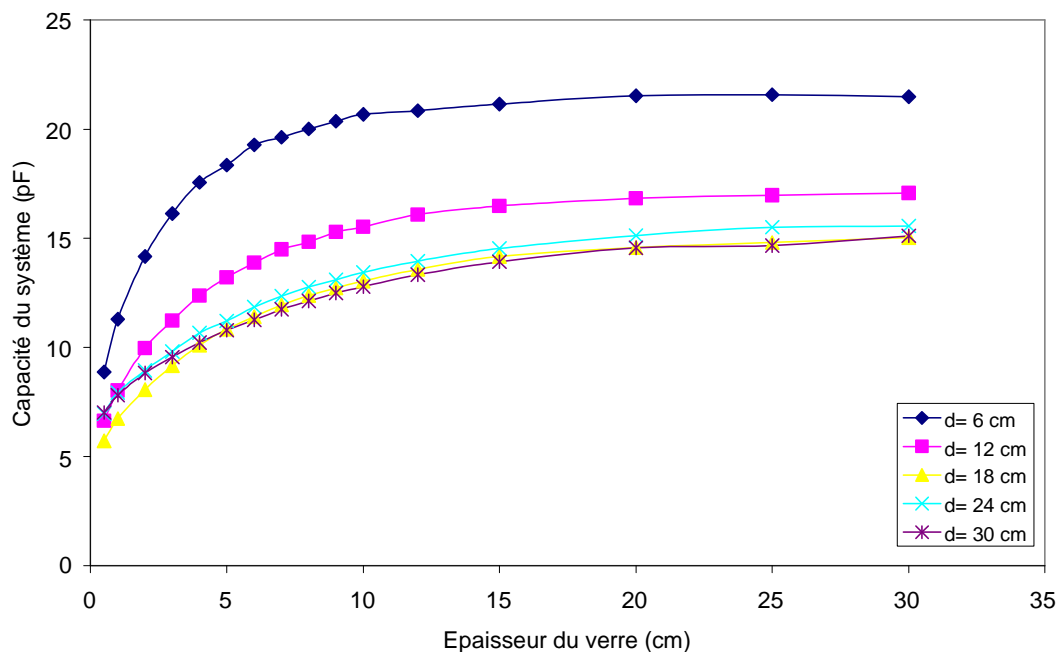


Fig. IV.17 : Influence de l'épaisseur des plaques sur la capacité du système pour les différentes distances inter électrodes

Nous remarquons alors, que pour les "petites" épaisseurs (<10 cm), la capacité varie d'une manière très importante, l'évolution de la capacité devient moins prononcée jusqu'à ce qu'elle se stabilise à partir d'une certaine épaisseur (environ 12 cm). Cette variation est similaire pour toutes les distances inter électrodes et présente approximativement le même point à partir duquel la capacité se stabilise.

Cette stabilisation s'explique aisément quand on 'imagine' les lignes de champs partant d'une électrode à une autre et qui finissent par avoir le *même trajet, dans le même matériau* (le diélectrique) lorsqu'on augmente indéfiniment l'épaisseur du verre : ce n'est pas le cas des faibles épaisseurs où le trajet des lignes de champs, même si elles ont un trajet à peu près similaire (la réfraction n'est pas très prononcée), ne rencontrent pas le même milieu selon l'épaisseur du matériau.

IV.5. Répartition du champ électrique et du potentiel

Afin de visualiser les différentes grandeurs (champ, potentiel, charge) pour notre modèle, nous avons pris un modèle comportant une plaque en verre ayant les mêmes dimensions que celle utilisées en expérimentation, avec une épaisseur exagérée ($\epsilon = 5\text{cm}$) pour une meilleure visualisation.

Les électrodes sont de largeur $a=6\text{cm}$, et de longueur $D=50\text{ cm}$, 'D' qui présente la profondeur du système ; l'une mise sous un potentiel de 10 kV, l'autre à 0 V.

Nous choisissons de faibles dimensions des éléments de maillage, dans les deux milieux, afin d'obtenir une plus grande précision.

Nous visualisons la répartition du potentiel (Fig.IV.18), du champ électrique (Fig.IV.20) et de l'induction électrique (Fig.IV.22) ; nous pourrions aussi tracer les variations de ces grandeurs sur le long d'un segment se trouvant à la surface de séparation entre l'air et la verre (Fig.IV.19 ; 21 ; 23).

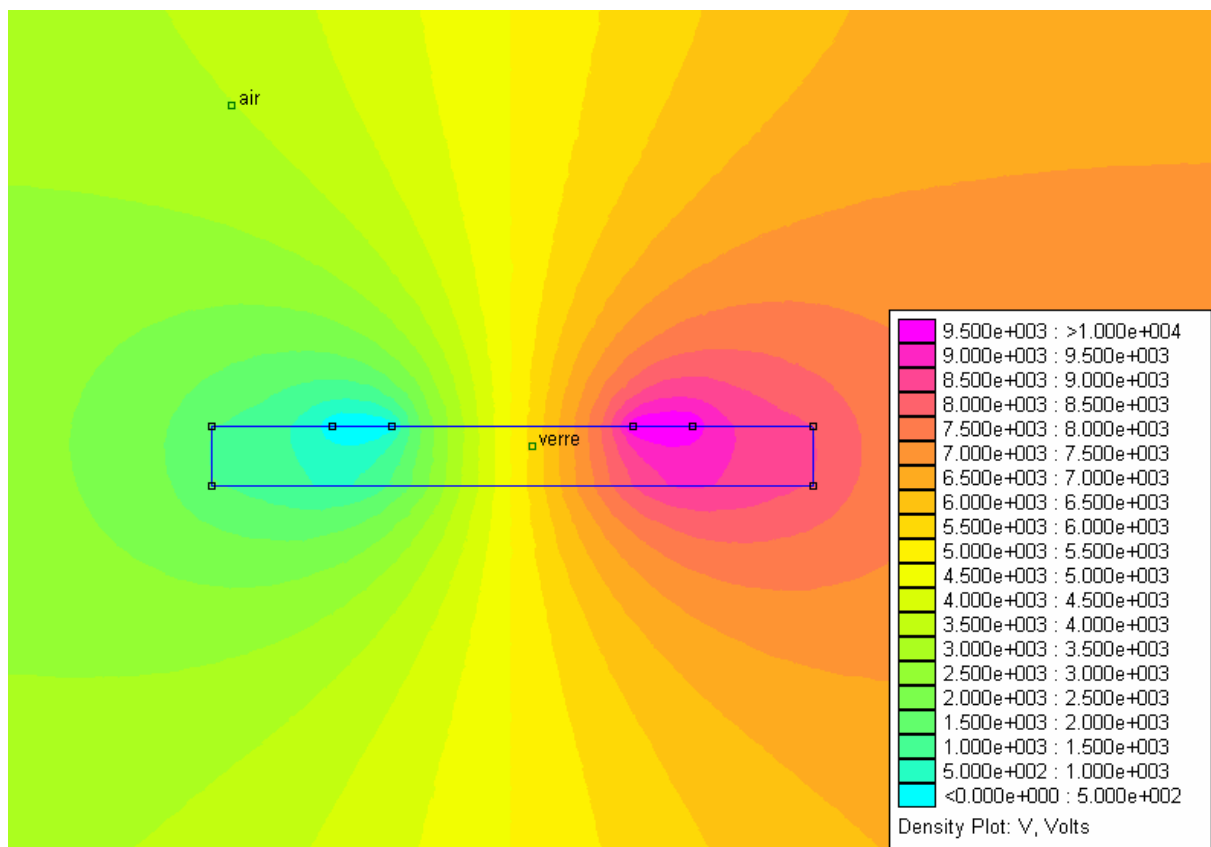


Fig. IV.18 : Répartition du potentiel

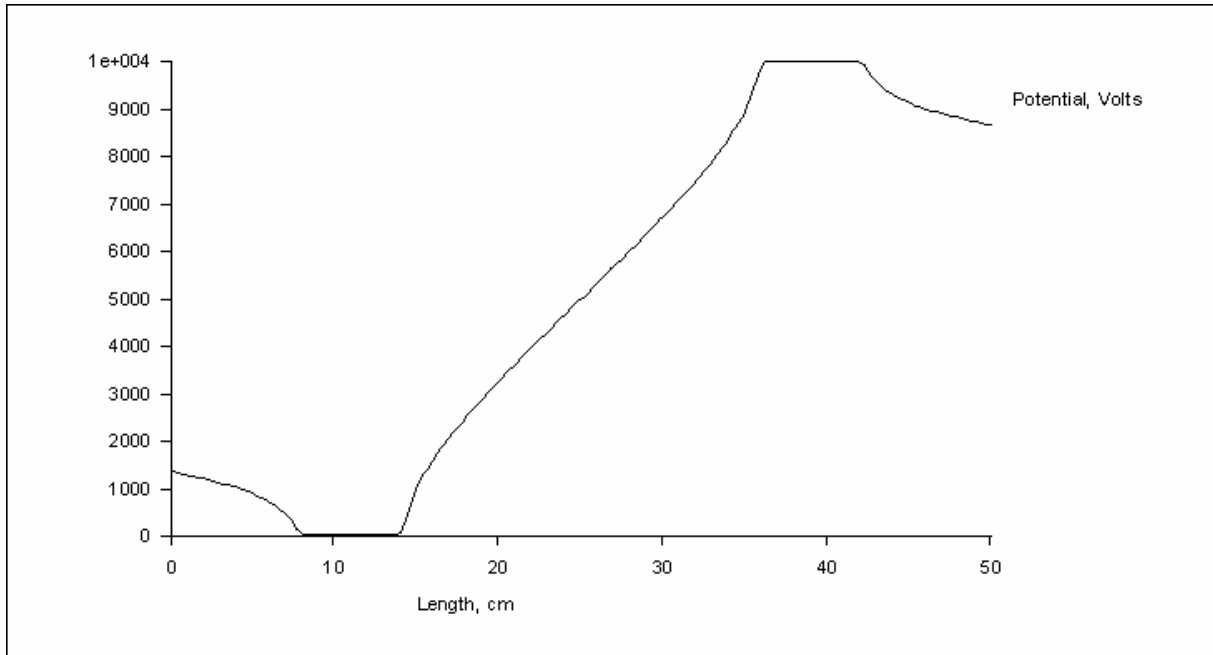


Fig. IV.19 : Répartition du potentiel le long de la surface de séparation

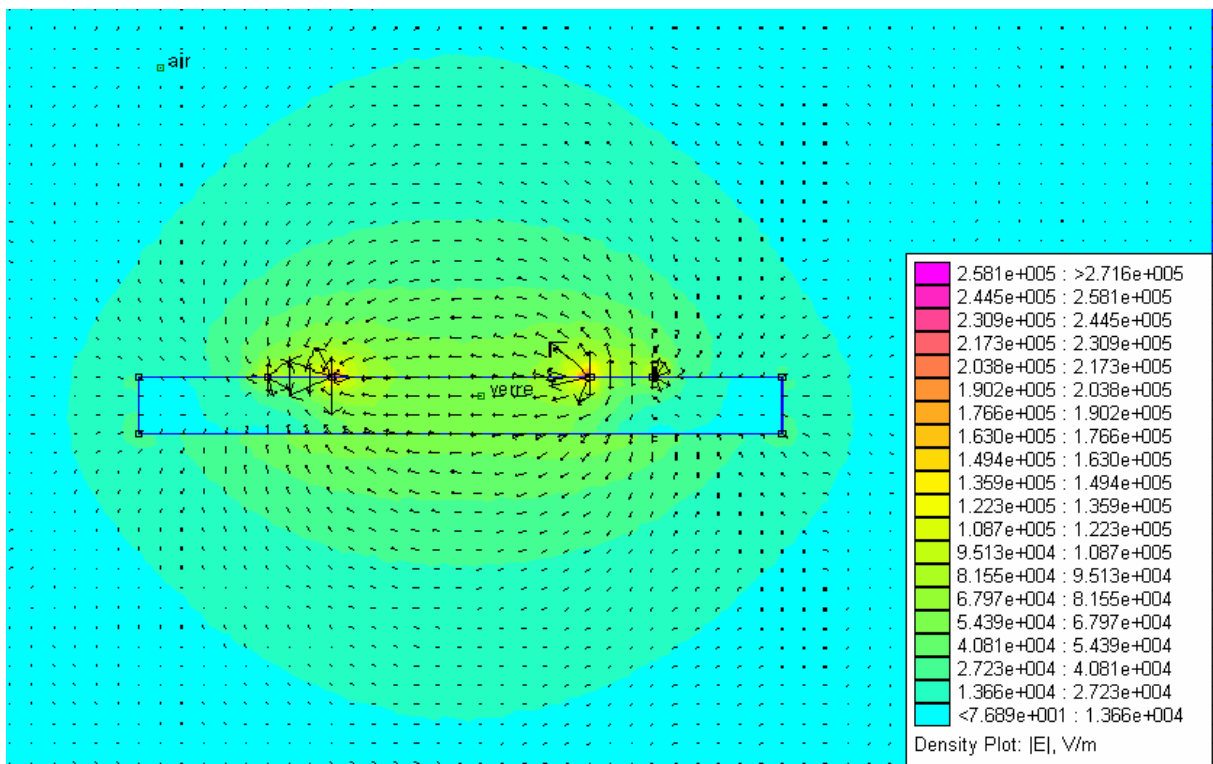


Fig. IV.20 : Répartition du champ électrique

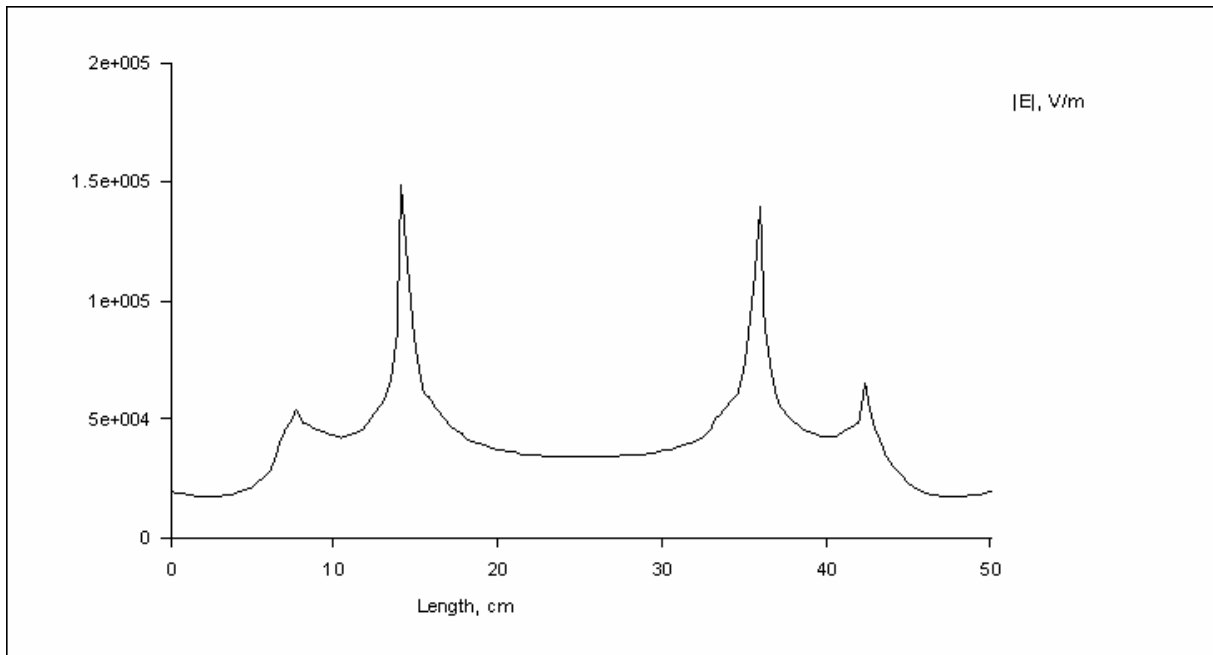


Fig. IV.19 : Variation du champ électrique le long de la surface de séparation

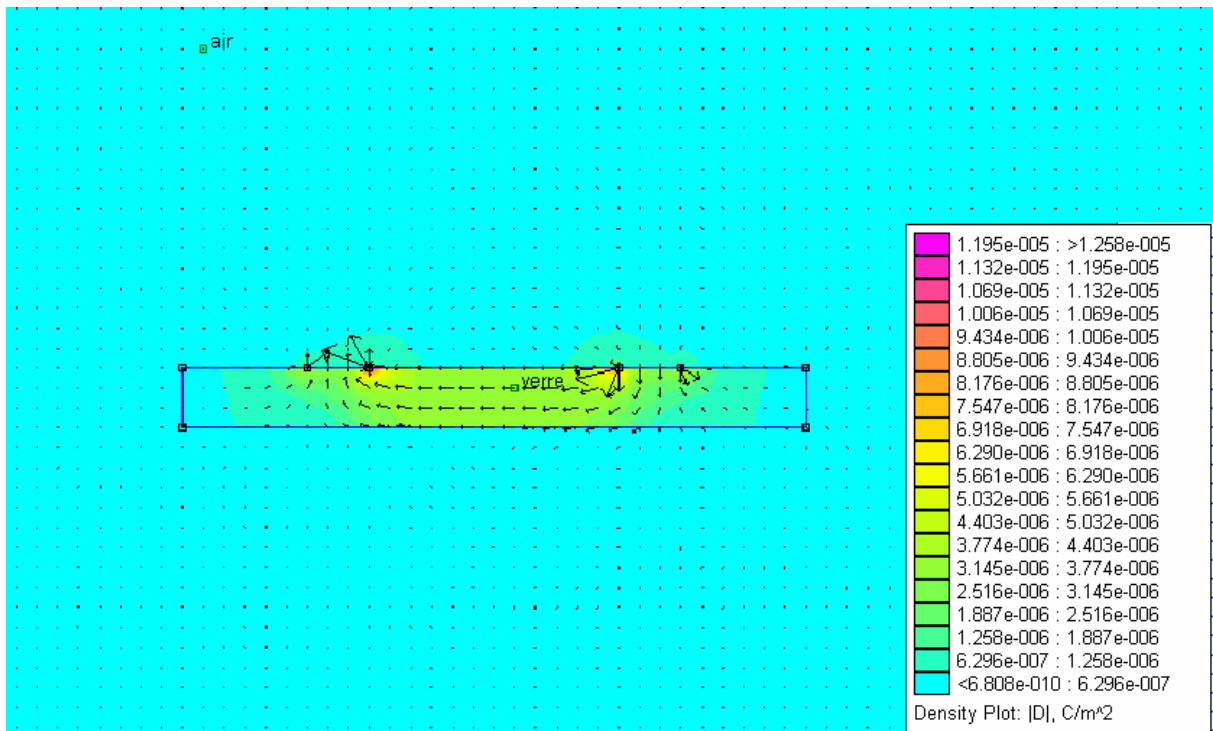


Fig. IV.20 : Répartition de l'induction électrique

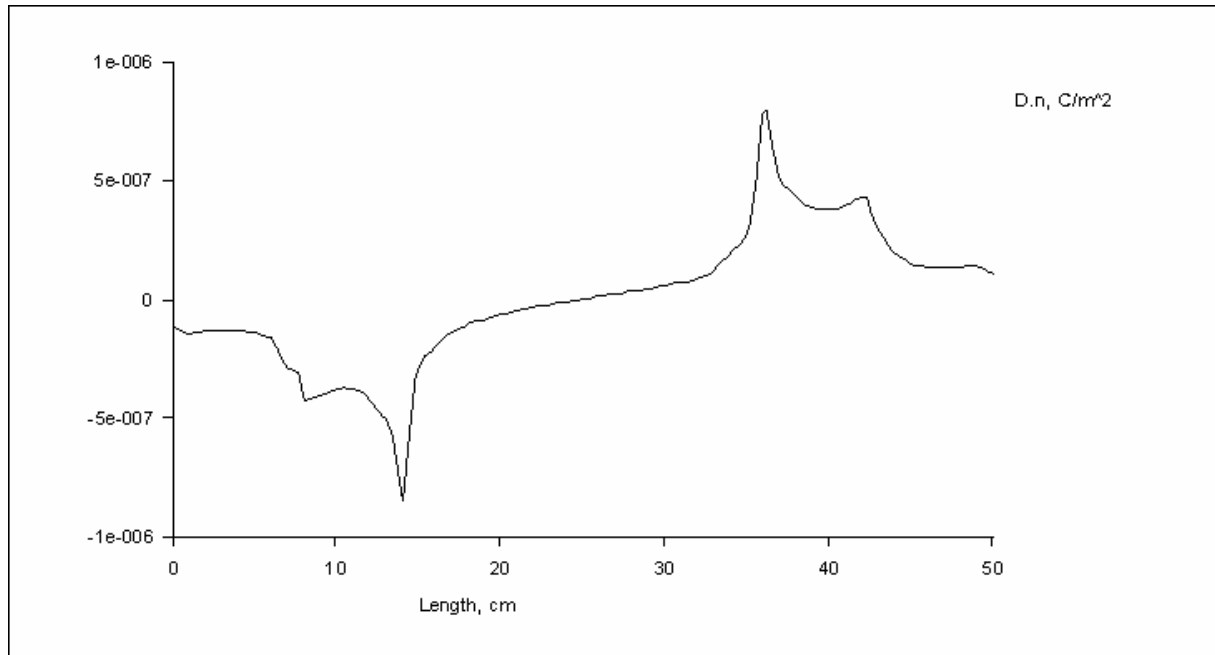


Fig. IV.21 : Variation de la composante normale de l'induction électrique à la surface de séparation.

Nous remarquons que les surfaces équipotentielles sont des surfaces cylindriques présentant des profils elliptiques (Fig.IV.18), le système présentant un plan de symétrie (milieu de la distance inter électrodes) celui-ci présente une surface équipotentielle.

Les lignes du champ électrique étant perpendiculaires aux surfaces équipotentielles, partent de l'électrode sous tension et arrivent au niveau de l'électrode terre. Les vecteurs représentés sur la figure IV.20 sont tangentiels aux lignes de champ électrique, nous remarquons que le champ électrique est plus important du côté intérieur des électrodes.

Les répartitions de l'induction électrique \vec{D} , montrent qu'elle est concentrée d'une manière plus importante dans le verre (ou plexiglas), celle-ci dépend du milieu, elle est plus importante dans le diélectrique de permittivité plus grande; les variations de sa composante normale à la surface de la plaque, montrent la répartition des charges au niveau des électrodes, la charge globale du système étant nulle, il apparaîtra donc des charges égales et de signes opposées sur les électrodes. Cependant l'accumulation des charges est constaté le long des cotés internes des électrodes, ce qui explique l'intensité du champ électrique élevé à ce niveau.

Il est important de noter que les répartitions représentées, sont considérées pour un niveau de tension constant, contrairement à la tension alternative appliquée à notre modèle ; nous pouvant donc considérés les répartitions établis précédemment, comme image figée au moment où la tension sinusoïdale atteint la valeur de tension considéré.

IV.6. Capacité en fonction de la distance inter électrodes (Comparaison avec les résultats expérimentaux)

Nous avons calculé la capacité du système par deux méthodes expérimentales (mesure du courant de fuite et mesure de la charge), et par simulation. Les variations de la capacité en fonction de la distance inter électrodes sont retracées sur les mêmes graphiques, afin de pouvoir comparer ces résultats et s'assurer de la conformité des résultats expérimentaux

• IV.6.1. Plaque de verre

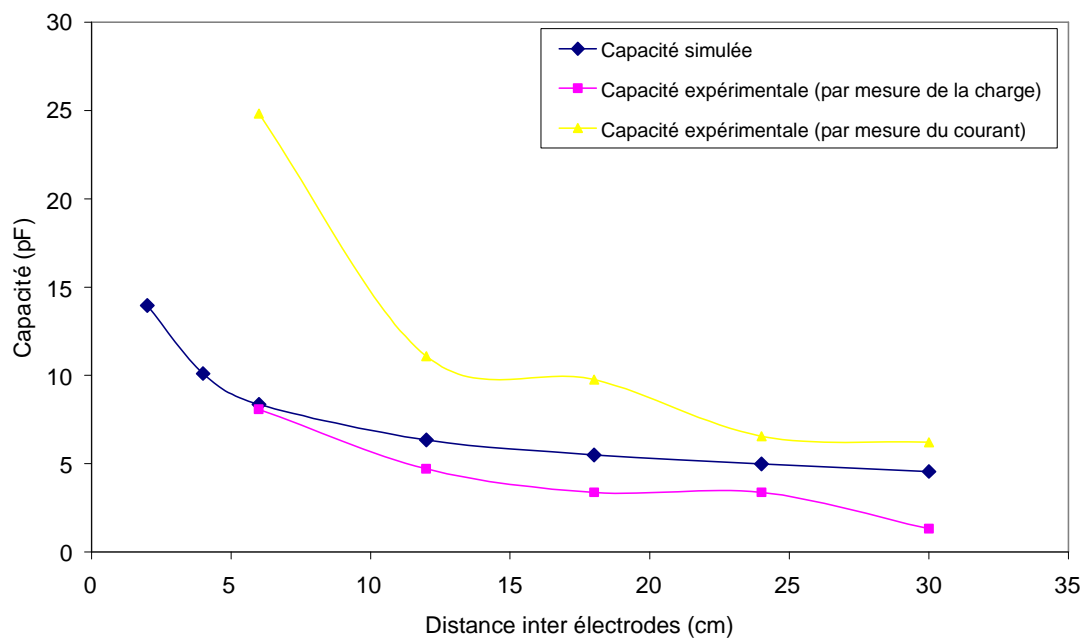


Fig. IV.22 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; $a= 3\text{cm}$)

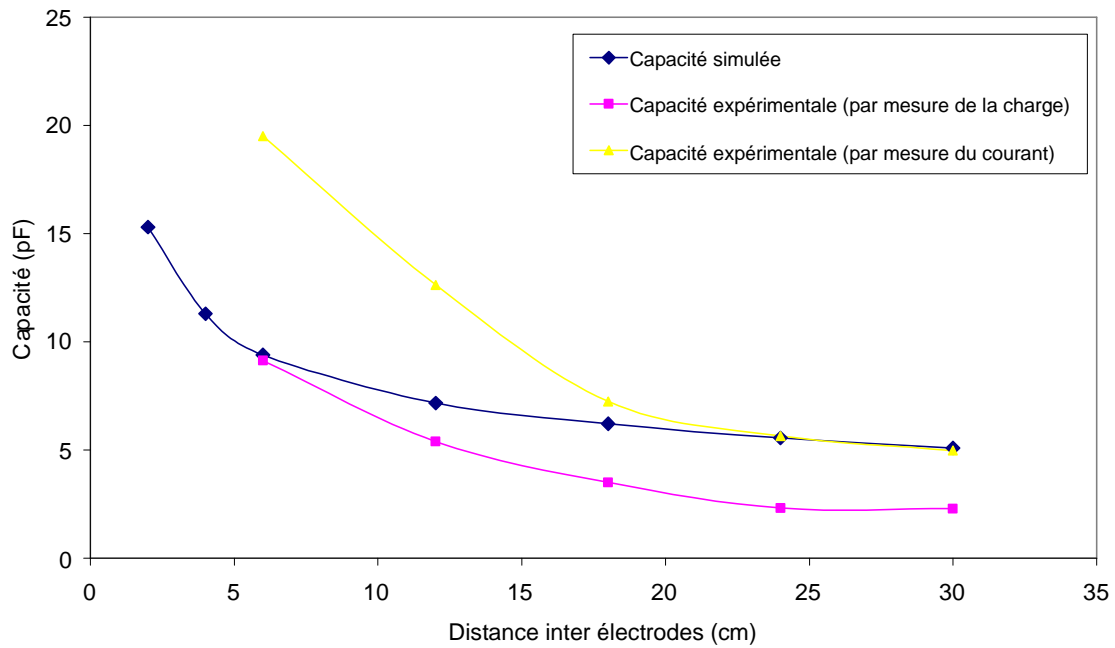


Fig. IV.23 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

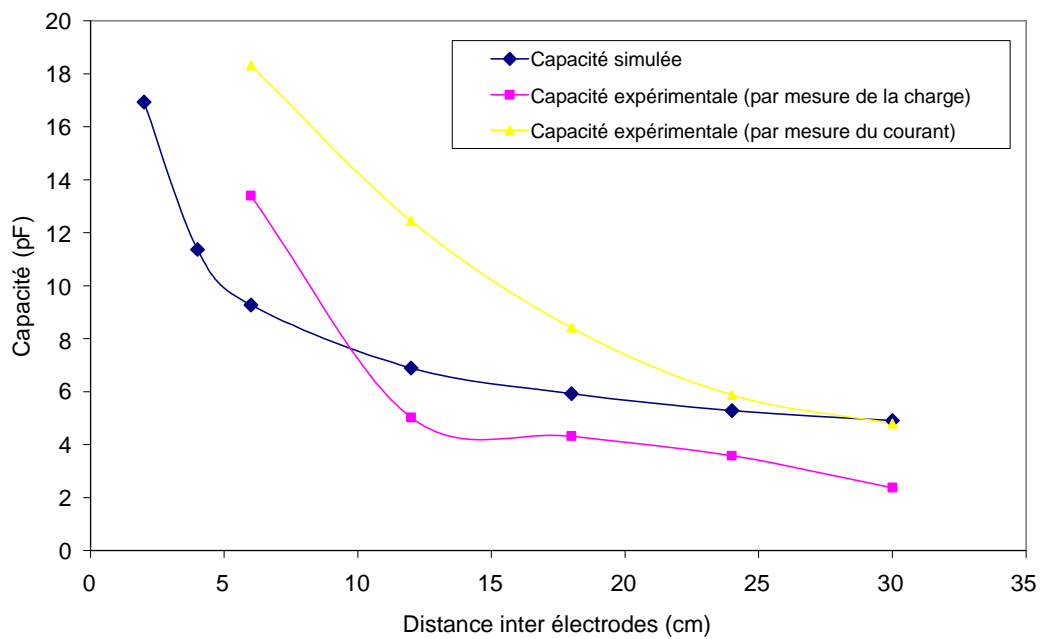


Fig. IV.24 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

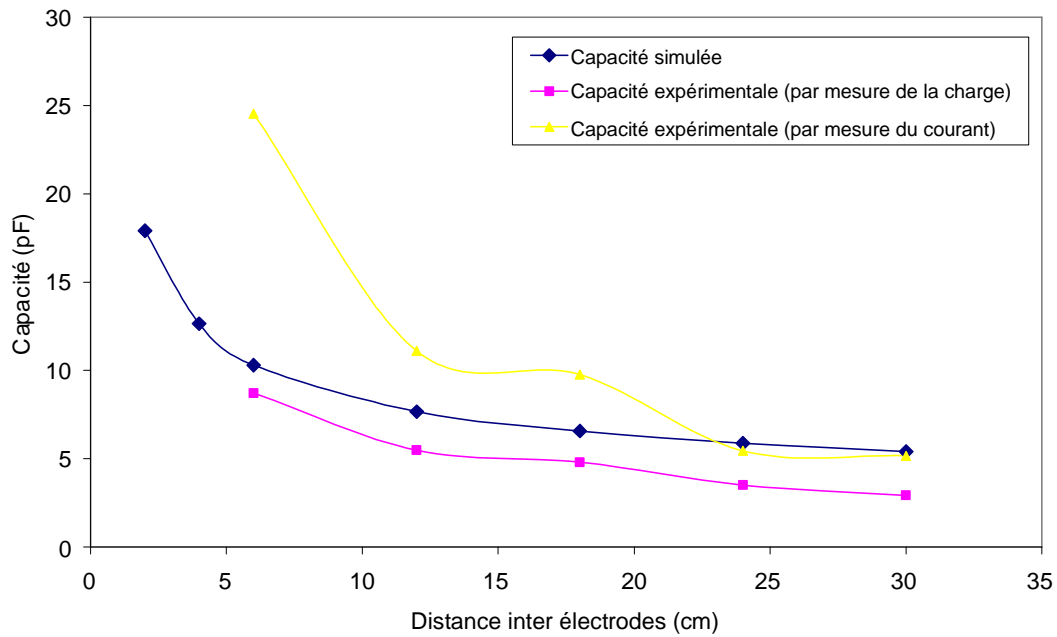


Fig. IV.25 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

• IV.6.2.Plaques de plexiglas

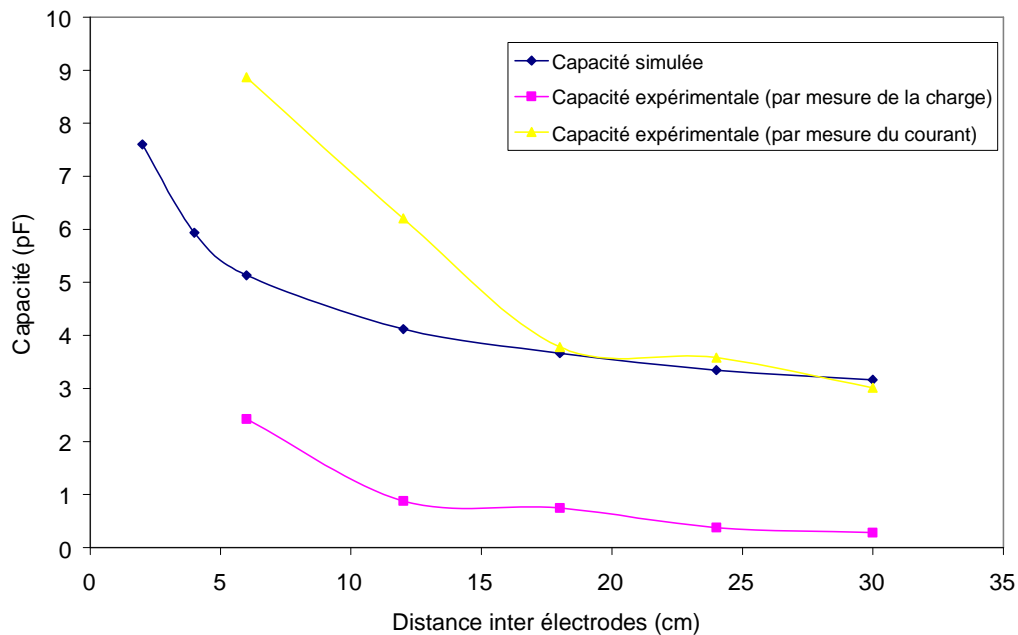


Fig. IV.26 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

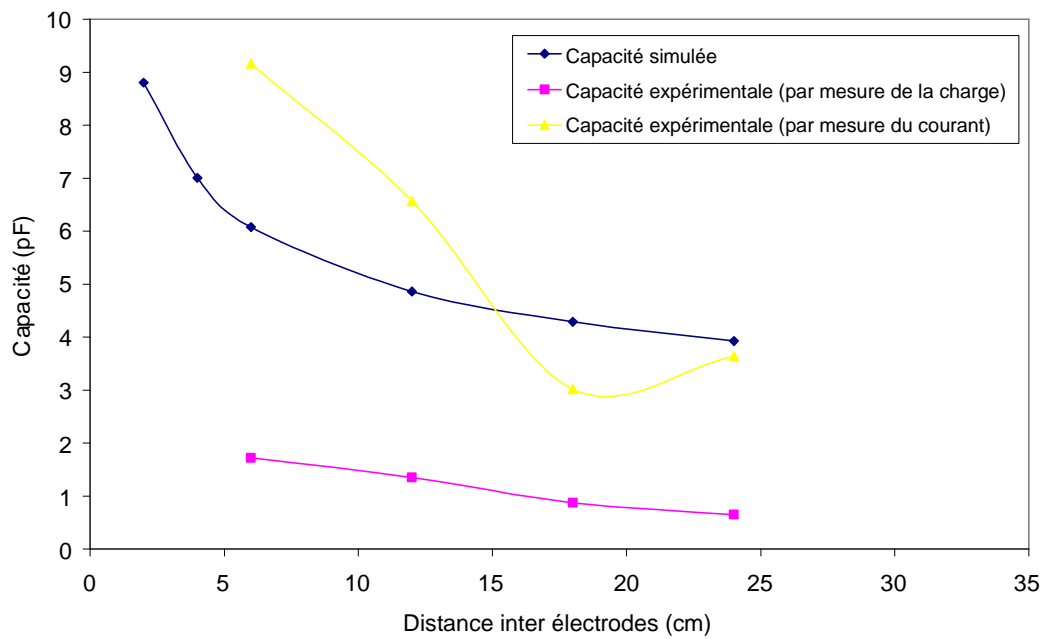


Fig. IV.27 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

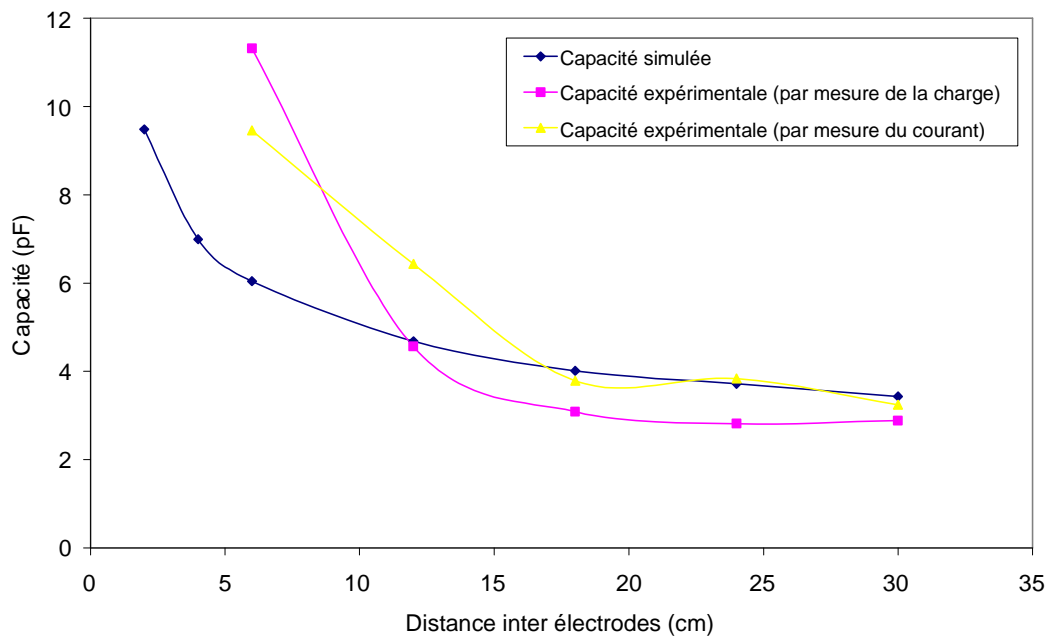


Fig. IV.28 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

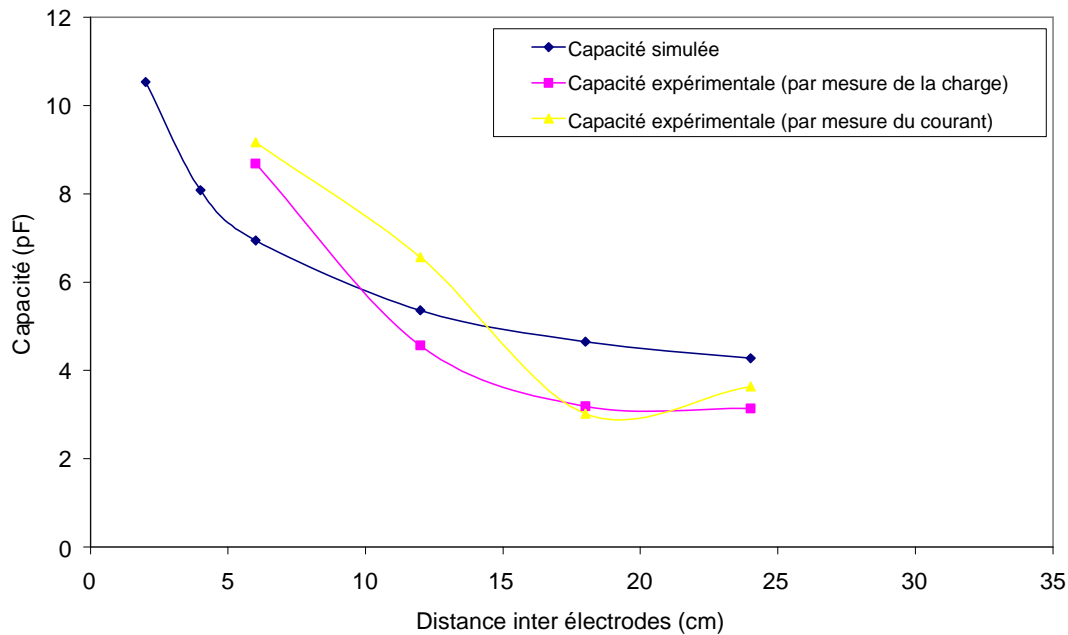


Fig. IV.29 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les trois méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

IV.6.3. Interprétations

Nous remarquons, en premier lieu que les trois courbes ont la même allure, pour la majorité des graphes. Les courbes expérimentales sont du même ordre de grandeur que les caractéristiques obtenues par simulation. Ceci nous permet de confirmer que l'approche par le logiciel FEMM donne des résultats très cohérents.

Les résultats établis par simulation se situent entre les deux tracés expérimentaux (à l'exception de quelques points).

Notons également que les résultats obtenus par simulation sont théoriques : ils ne tiennent donc pas compte des différents paramètres pouvant intervenir dans l'expérimentation, à savoir :

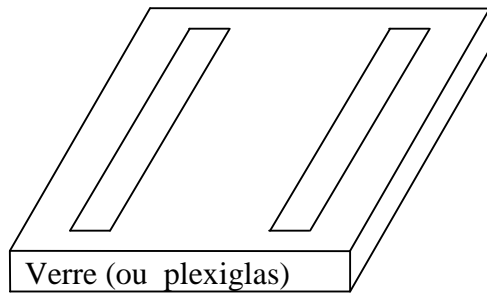
- Les phénomènes de décharge pouvant influencer les résultats expérimentaux.
- L'état de surface des plaques utilisées, présentant des rugosités.
- Les électrodes peuvent contenir des défauts de coupure.
- Les électrodes utilisées en expérimentation possèdent une épaisseur (même très faible) alors que le logiciel considère une épaisseur nulle.
- Les conditions atmosphériques, à savoir la pression et l'humidité, ne sont pas prises en compte par le logiciel.

Tous ces phénomènes peuvent être la cause des différences observées entre la simulation et l'expérimentation. Reste que la différence est assez faible, ce qui nous permet de valider nos résultats.

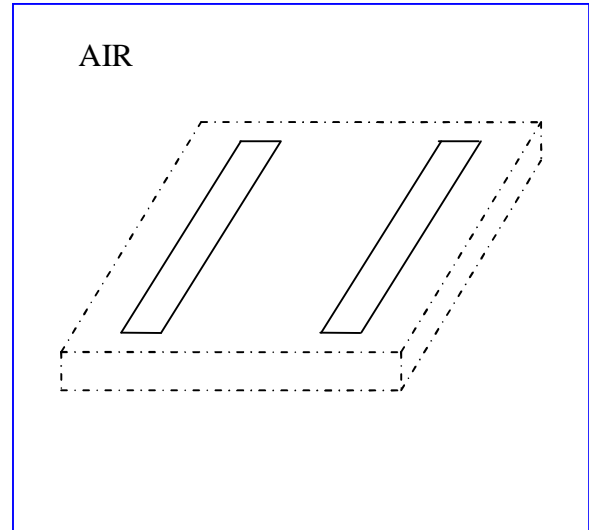
IV.7. Contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système

Comme nous l'avons déjà cité précédemment la capacité du système est une contribution de l'air et du matériau isolant utilisé (verre ou plexiglas).

Cette partie a pour but de mieux observer l'importance des capacités mises en jeu par chaque milieu, à travers un modèle de simulation.



(a) Système permettant la détermination de la capacité du verre.



(b) Système permettant la détermination de la capacité de l'air

Fig. IV.30 : Capacité du système présentant une superposition de deux configurations

L'idée est de concevoir notre système comme la superposition de deux systèmes :

Un système dépourvu de verre (ou plexiglas), et un système dépourvu d'air (Fig.IV.30). Pour cela nous considérons une première fois une configuration du système composé exclusivement de la plaque de verre (ou plexiglas), représentant ainsi un système fermé, le logiciel calcule alors sans aucune difficulté la capacité du système ainsi décrit.

Ensuite, nous considérons le deuxième système, ce dernier nous donne la capacité sans la contribution du verre. Nous donnons à l'espace occupé normalement par le verre (ou plexiglas), une permittivité relative nulle : les lignes de champ ne traversent donc pas cet espace, et la capacité calculée n'est due qu'à l'air. Si à priori nous supposons que ces capacités sont en parallèle, nous devons avoir la capacité du système final égal à la somme des deux capacités. Cependant, comme les lignes de champ ne traversent pas cet espace, elles n'atteignent pas le côté inférieur du système. Nous considérerons donc la capacité due à l'air comme étant le double de celle calculée (*pour un seul côté*). Par la suite nous calculons la capacité du système comme suit :

$$C_{\text{système}} = C_{\text{verre}}_{\text{calculée}} + 2C_{\text{air}}_{\text{calculée}} \quad (\text{IV.19})$$

Il faut donc signaler qu'une erreur interviendra par cette approche, qui est que la capacité due à l'air n'est pas tout à fait égale au double de la capacité calculée pour le côté supérieur, car le système n'est pas tout à fait symétrique.

Mais comme les épaisseurs des matériaux utilisées sont faibles, et que le but de cette approche est de trouver un système de capacité équivalent à la configuration donnée, l'erreur n'est pas très importante. Cette méthode ne peut être donc qu'approximative. Néanmoins, elle nous permet de voir la contribution de *chaque diélectrique* dans la capacité du système.

Pour confirmer la fiabilité de notre approche, nous avons tracé la capacité des systèmes exploités dans la partie expérimentale. Puis, sur les mêmes graphes, nous avons tracé les capacités calculées de la manière décrite précédemment. Les allures tracées sont données par les figures ci-dessous :

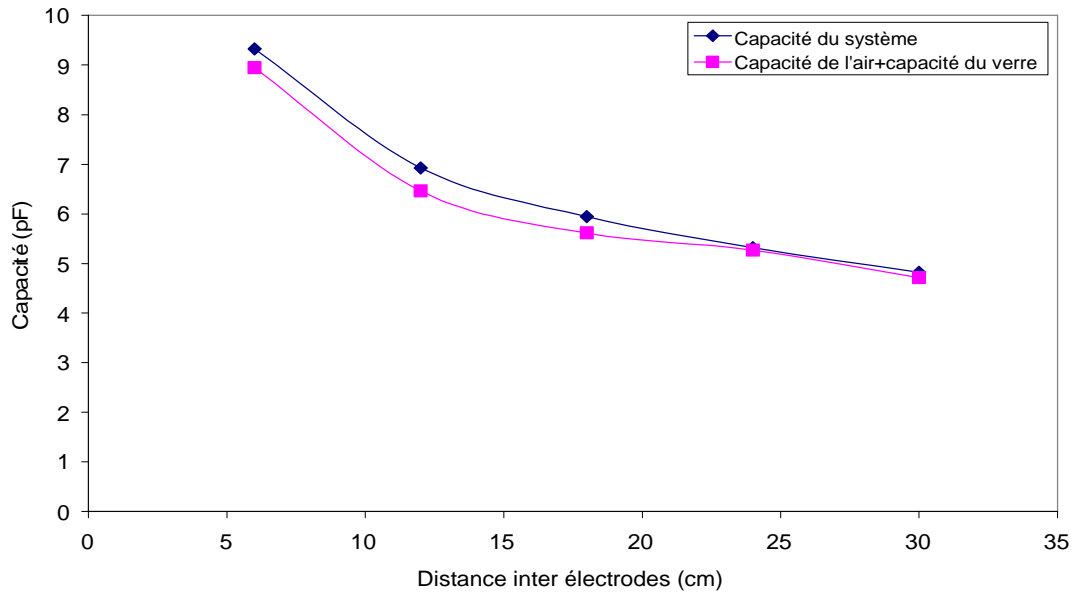


Fig. IV.31 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.6 cm)

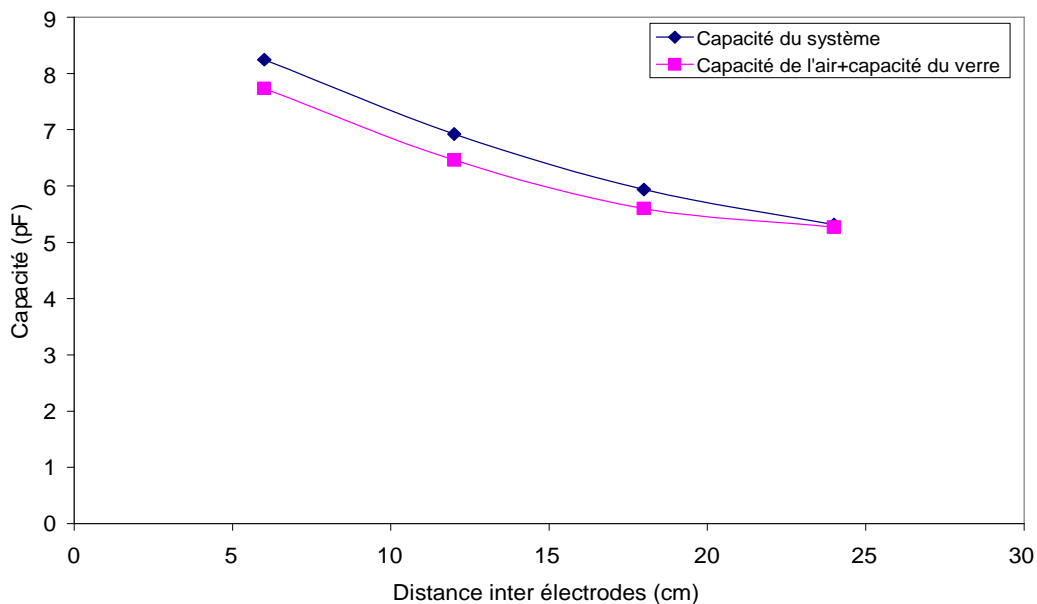


Fig. IV.32 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.4 cm)

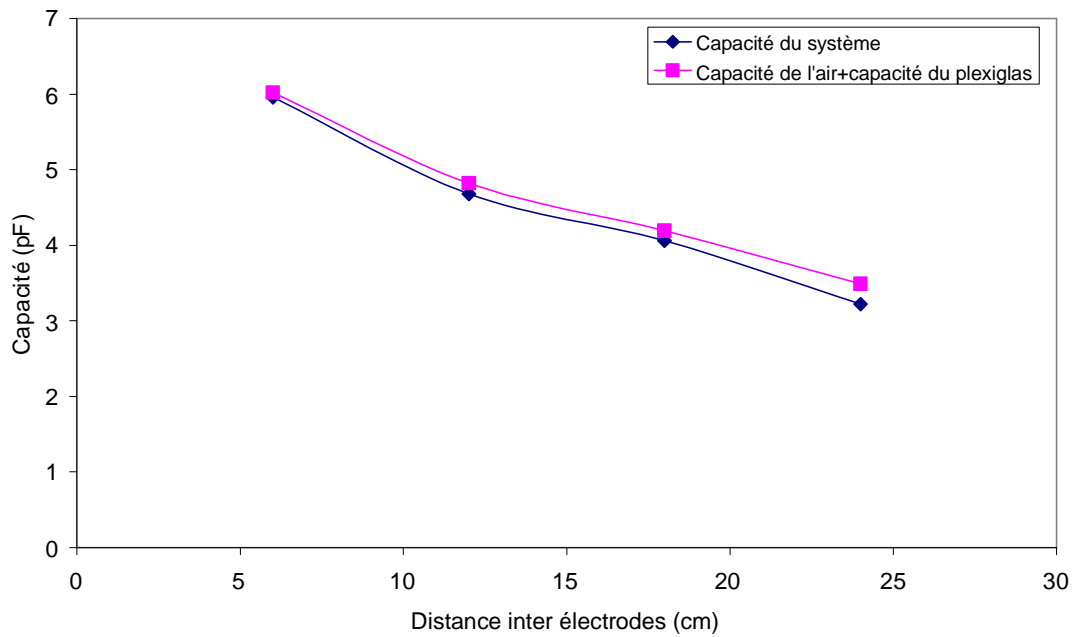


Fig. IV.33 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.8 cm).

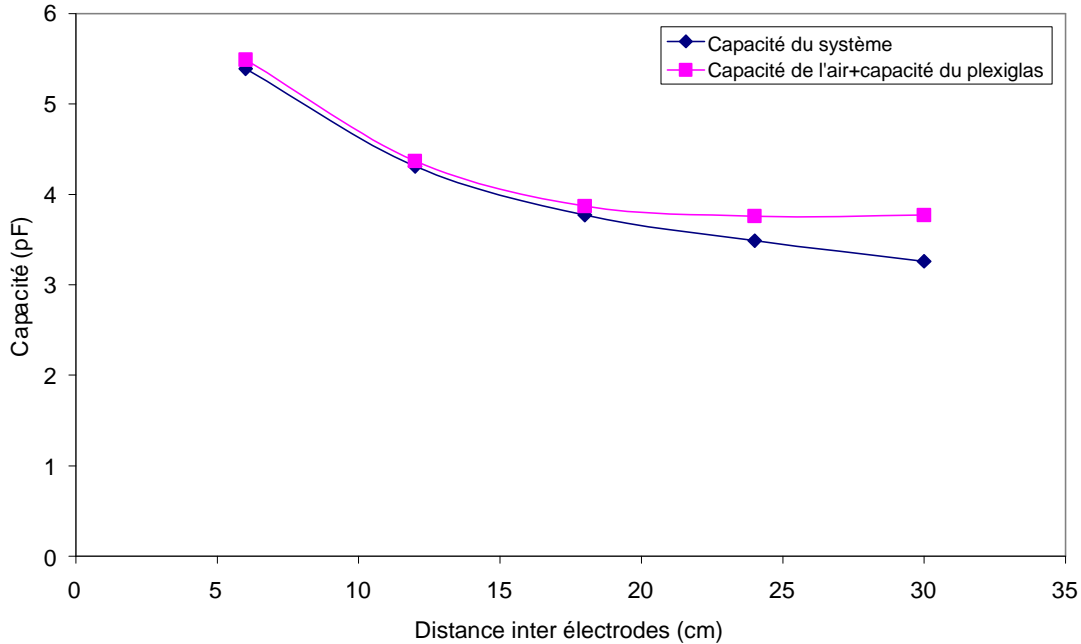


Fig. IV.34 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.3 cm).

Nous remarquons alors que la capacité du système reste légèrement inférieure à la somme des capacités superposées, cette différence était prévisible car, nous avons déjà mentionné que le calcul des capacités par la méthode décrite est fait par un excès de la capacité "de l'air".

Nous pouvons donc dire que notre système est équivalent à *un système de* deux capacités parallèle l'une représente la contribution de l'air (en considérant pour l'air une seule capacité égale au double de la capacité calculée) et l'autre la contribution du verre (ou plexiglas).

Nous avons donc établi que la capacité du système est équivalente à deux capacités disposées en parallèle. Nous pouvons donc voir l'évolution de la capacité du système, du verre, et de l'air en fonction de la distance inter électrodes. Comme la méthode décrite est approximative, et que le logiciel ne calcul pas la capacité en injectant une permittivité nulle pour les grandes épaisseurs, nous avons alors décidé de contourner le problème. Nous calculons la capacité du système initial, et celle due au verre, puis nous retranchons la capacité du verre de celle du système pour avoir la capacité due à l'air :

$$C_{air} = C_{système} - C_{verre} \tag{IV.20}$$

Nous traçons alors sur un même graphe les allures des capacités ainsi calculées en fonction de la distance inter électrodes. Nous aurons la variation des capacités C_{air} , C_{verre} et $C_{système}$ en fonction de la distance inter électrodes. Les graphes tracés sont donnés sur les figures suivantes :

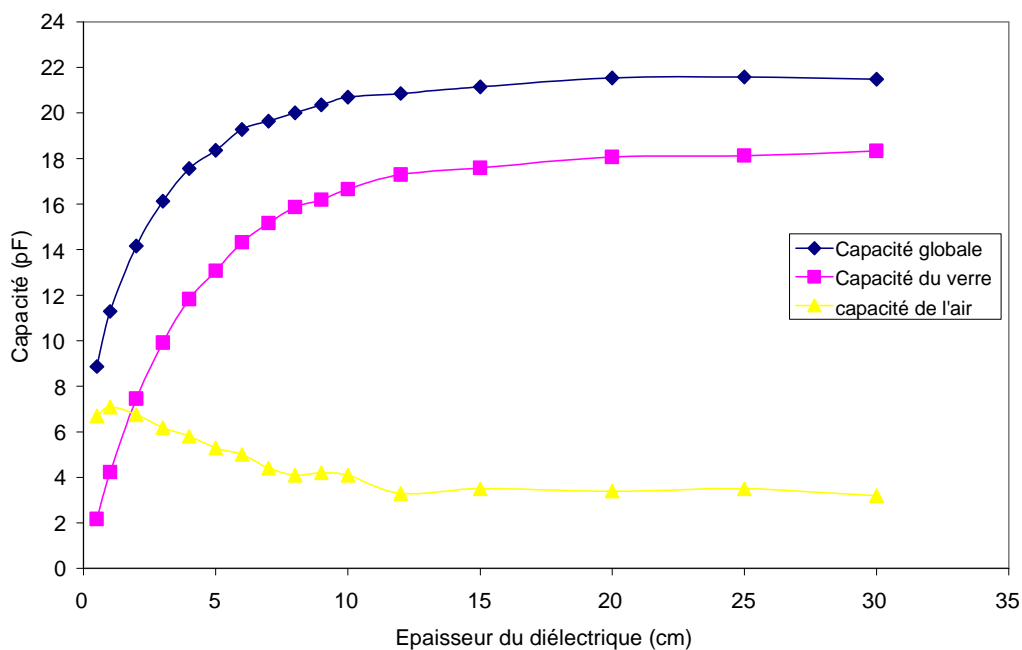


Fig. IV.35 : Capacités - épaisseur de la plaque (d=6 cm)

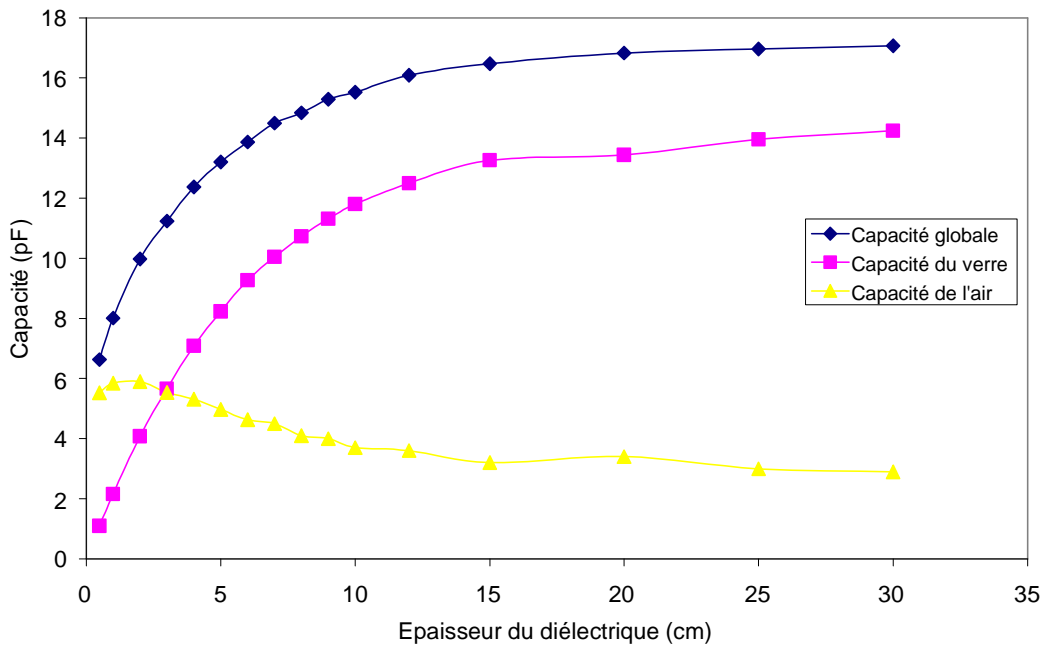


Fig. IV.36 : Capacités - épaisseur de la plaque (d=12 cm)

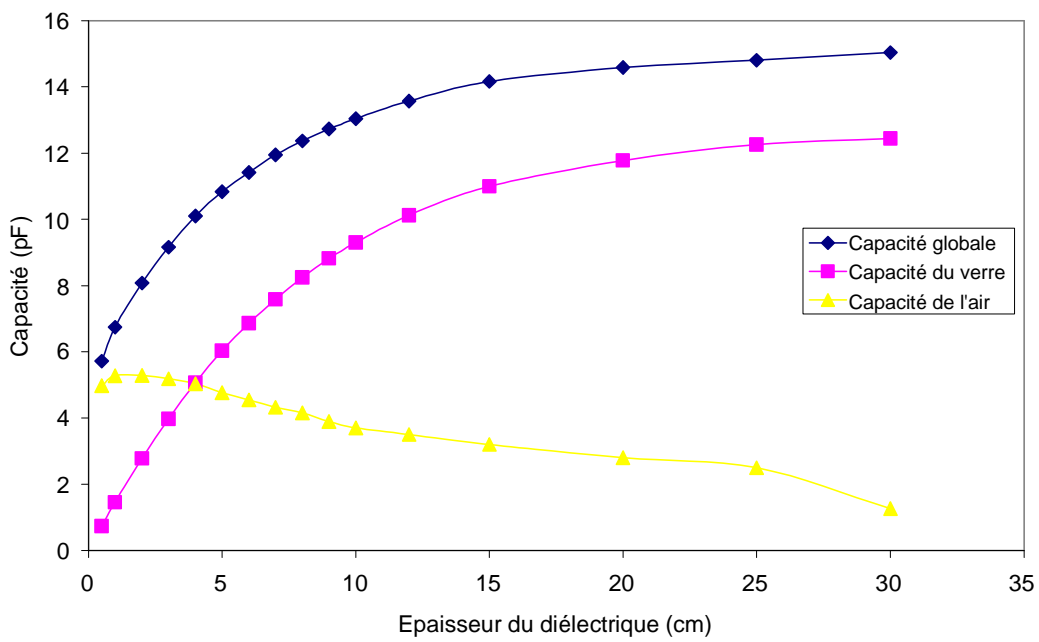


Fig. IV.37 : Capacités - épaisseur de la plaque (d= 18 cm)

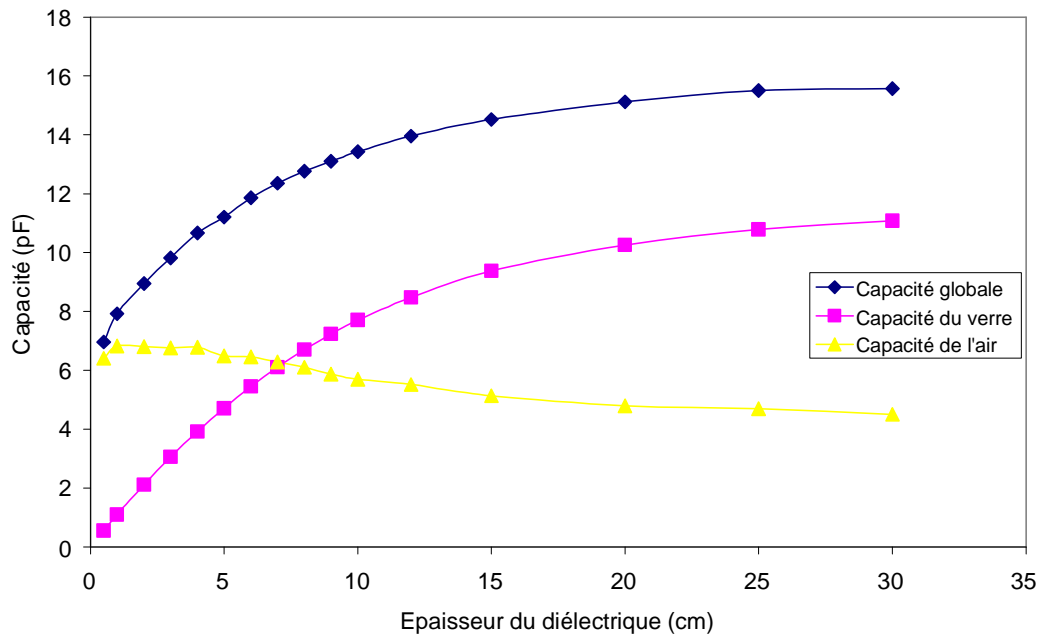


Fig. IV.38 : Capacités - épaisseur de la plaque (d=24 cm)

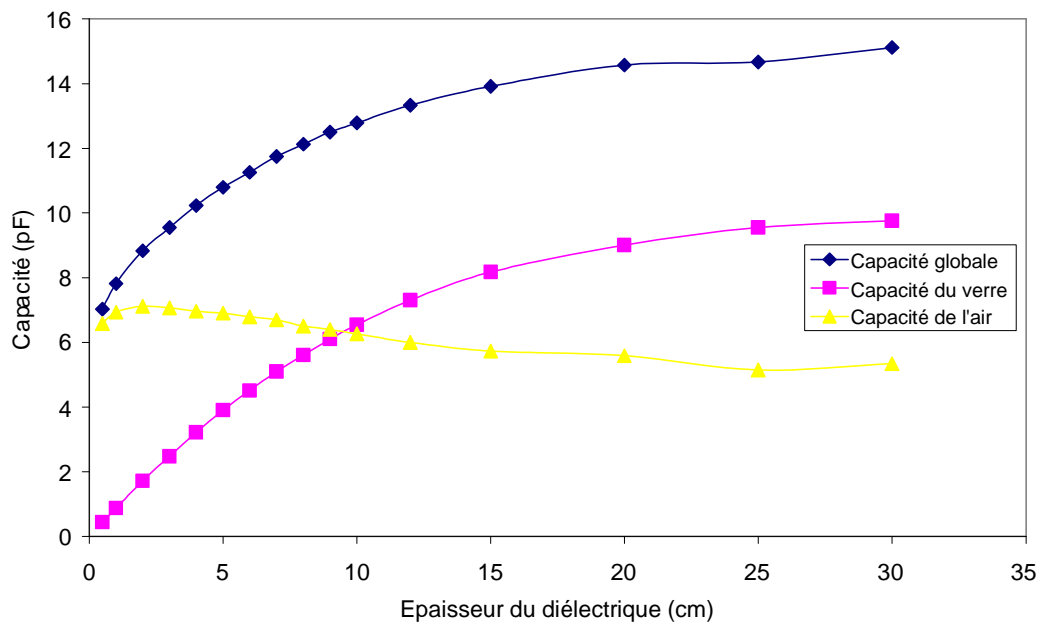


Fig. IV.39 : Capacités - épaisseur de la plaque (d= 30 cm)

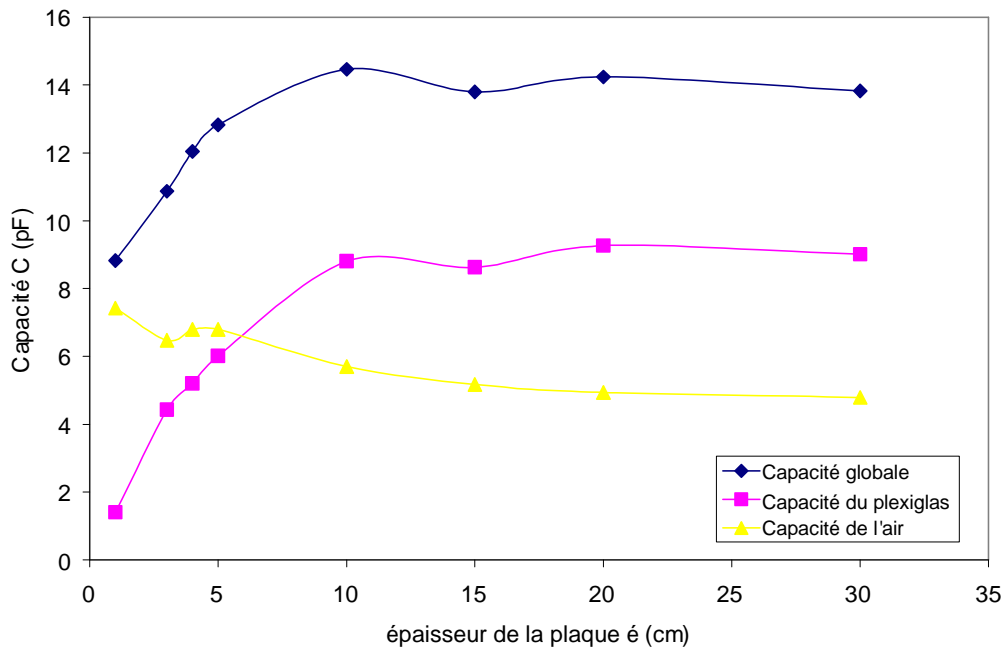


Fig. IV.40 : Capacités - épaisseur de la plaque (plexiglas $d=6$ cm).

Les allures des capacités $C_{\text{ystème}}$ et C_{verre} en fonction de l'épaisseur du verre sont croissantes. Aussi, elles ont approximativement la même forme.

Quant aux allures des capacités C_{air} en fonction de l'épaisseur, elles sont décroissantes, mais cette décroissance est très faible. Une fois de plus, nous montrons que la capacité du système dépend de l'air et du matériau à la fois. Pour les faibles valeurs de l'épaisseur, la capacité de l'air C_{air} prime, c'est-à-dire que sa valeur est plus importante que celle du verre C_{verre} . La valeur de l'épaisseur "limite" (c'est à dire pour laquelle les deux capacités sont égales) dépend de la distance inter électrodes. Elle est d'autant plus importante que cette dernière est élevée. Elle vaut approximativement 2, 3, 4, 7 et 10cm pour les distances inter électrodes 6, 12, 18, 24 et 30cm respectivement. A partir de cette épaisseur, c'est la capacité du verre qui devient plus importantes. Comme la capacité C_{air} varie très peu, la capacité du système $C_{\text{ystème}}$ suit la variation de la capacité du verre C_{verre} .

Comme les lignes de champ se propagent dans l'air et dans le matériau isolant, il est normal que la capacité du système dépende à la fois, des deux milieux.

La capacité C_{air} décroît avec l'épaisseur car en augmentant cette dernière, le matériau diélectrique (ici le verre) occupe l'espace qui était occupé par l'air.

La capacité de l'air ne peut donc que décroître tandis que la capacité du verre augmente. De plus, la permittivité ϵ_r verre étant plus élevée que celle de l'air, la croissance de C_{verre} est beaucoup plus marquée quand on augmente l'épaisseur.

Par ailleurs, il y aura une épaisseur pour laquelle la capacité C_{verre} devient constante (lorsque les lignes de champ ne rencontrent plus que le milieu diélectrique), cette épaisseur dépend de distance inter électrodes.

Enfin, la variation de la capacité du système suit approximativement la variation de C_{verre} . Ceci est dû au fait que la somme de C_{verre} et C_{air} vaut C_{sys} et que la capacité C_{air} varie très peu. La capacité du système fini par se stabiliser à partir d'une certaine épaisseur comme nous l'avons déjà montré antérieurement.

Il aurait été intéressant, de refaire le même travail pour le plexiglas et comparer les résultats avec ceux établis avec le verre. Mais pour ne pas alourdir le paragraphe, nous avons tracé les mêmes allures, mais pour la distance inter électrodes 6cm seulement. Les mêmes constatations sont alors faites. Cependant, l'épaisseur pour laquelle $C_{\text{plexiglas}}$ prime est de 7cm pour la distance inter électrodes considérées (pour le verre, et pour la même distance, celle-ci était de 2 cm). Ceci s'explique facilement si on considère que la permittivité du plexiglas prise égale à 2, la contribution de ce dernier est beaucoup moins prononcée que dans le cas du verre. L'épaisseur nécessaire pour égaler la capacité de l'air est donc forcément plus grande. Nous constatons d'ailleurs qu'elle vaut plus que trois fois l'épaisseur nécessaire à la plaque de verre. On notera que ce rapport dépasse légèrement le rapport des deux permittivités.

IV.8.Conclusion

Dans ce chapitre, les simulations effectuées pour le modèle exploité au laboratoire nous ont permis de calculer les capacités de chaque configuration.

Les mêmes paramètres géométriques ont été variés pour pouvoir comparer avec les résultats obtenus expérimentalement. D'autres notions ont été développées telles que la notion de permittivité équivalente, qui nous permet de trouver un système équivalent à champ uniforme comportant un seul milieu. Celle-ci établit le lien entre la distance inter-électrodes et l'étendue des lignes de champ, ce qui conduit à une décroissance très modérée de la capacité avec la distance inter électrodes.

Les résultats établis avec le logiciel sont assez proches des résultats obtenus par l'expérience, ceci confirme que notre approche du modèle semble assez cohérente.

En effet, les mêmes allures ont été confirmées par les deux approches à savoir que la capacité:

- Décroît avec la distance inter électrodes.
- Augmente avec l'épaisseur du matériau.
- Croît légèrement avec la largeur des électrodes.

De plus, pour mieux voir l'influence de l'épaisseur nous avons varié cette dernière sur de grandes plages. Nous avons alors observé que la capacité croît d'une façon très importante pour les petites valeurs de l'épaisseurs, puis augmente jusqu'à se stabiliser pour les grandes valeurs de l'épaisseur. Ceci signifie que la capacité du système est une contribution des deux milieux. Nous avons alors tenté, par une méthode de superposition, de calculer séparément les deux capacités. Nous en avons déduit que la capacité liée à l'air varie peu en fonction de l'épaisseur tandis que la capacité liée au matériau varie d'une manière plus importante.

A partir d'une certaine épaisseur (limite), la capacité du système possède la même allure que celle du diélectrique puis finit par prendre une valeur constante quelque soit l'épaisseur de ce dernier. Dans ce cas de figure, les lignes de champs ont le même trajet, dans le même matériau (le diélectrique) lorsqu'on augmente indéfiniment l'épaisseur du verre.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

Le travail que nous avons effectué a porté sur l'étude du comportement de la zone propre de l'isolateur par un modèle extrêmement simple.

Nous avons établi que, malgré la simplicité du modèle, la détermination de la capacité en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

Nous avons vérifié, par des essais de contournement, que ces paramètres, mise à part la distance inter électrodes, avaient peu d'influence sur la rigidité du modèle. Ce résultat a déjà été établi par de nombreux auteurs.

En revanche, le courant de fuite, et par là même la capacité du modèle, dépend d'un grand nombre de facteurs. Nous citons les principaux résultats obtenus:

- Le courant de fuite ne varie pas linéairement en fonction de la tension, ce qui signifie que l'impédance du système n'est pas constante. On observe une sorte de saturation du courant de fuite, ce qui conduit à une augmentation de l'impédance apparente.
- La capacité décroît avec la distance inter électrodes, cette décroissance est très modérée à partir d'un certain seuil, en raison de l'étendue des lignes de champ qui augmente avec la distance inter électrodes.
- L'influence de l'épaisseur du matériau est assez importante, ce qui signifie que le courant présente bien un caractère volumique : celui-ci, à l'instar du champ électrique, part d'une électrode, traverse une partie du verre pour rejoindre l'autre électrode. La capacité globale est donc une contribution du diélectrique (verre ou plexiglas) et de l'air.
- La largeur des électrodes influe de manière moins prononcée sur la valeur de la capacité puisque la grande partie des charges est accumulée sur le côté interne des électrodes.

La grande majorité de ces résultats ont été vérifiés par le logiciel de calcul de champ FEMM : les résultats obtenus concordent bien, ce qui confirme que notre approche est assez cohérente.

Par ailleurs, nous avons procédé à une méthode de superposition, où nous avons séparé les deux milieux, dans le but d'établir la contribution de chaque milieu dans la capacité globale du modèle. Nous avons montré que, en fonction des valeurs de permittivités des matériaux, il existe une épaisseur pour laquelle, pour une distance inter électrodes donnée, la capacité devient constante.

Plusieurs de nos résultats pourraient être éventuellement développés dans des travaux futurs. Ceux-ci peuvent concerner la nature résistive du modèle par mesure rigoureuse du déphasage en fonction de la tension appliquée : le modèle serait ainsi complété par une résistance variable qui exprimerait la conductivité variable de l'air avec les niveaux de tension élevés.

D'autres modèles pourraient également être élaborés avec plusieurs zones représentant alternativement les zones polluées et les zones sèches, ce qui se rapprochera encore davantage de l'isolateur réel.

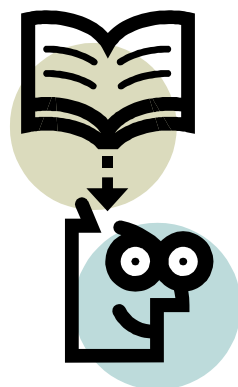
Pour conclure, nous tenons à rappeler que, ce sont les parcours des lignes de champ et le milieu qu'elles traversent, qui *imposent* l'impédance globale apparente de n'importe quel système électromagnétique. Si celui-ci est soumis à une tension donnée, c'est cette impédance qui impose le courant qui peut être éventuellement visualisé ou mesuré.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **X. Ducouret**, "Lignes aériennes : matériels. Isolateurs ", Technique de l'ingénieur D4423 - 2006
- [2] **G. Leroy, C. Gary**, "les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Eyrolles, Paris 1984.
- [3] **M. Tegar, A. Boubakeur** «Pollution des Isolateurs de Haute Tension» Laboratoire de Haute Tension, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (E.N.P.) janvier 2004.
- [4] **D. Dumora**, " Matériaux isolants céramiques en électrotechnique", Technique de l'ingénieur D275- 1997.
- [5] **D. Namane**, "Effet de la discontinuité de la couche de pollution sur le comportement d'isolateurs haute tension , sous la fréquence 50Hz", Thèse de Magister, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute.
- [6] **W. Heise , G.F. Luxa , G.Revrery , M. P. Verma**, " Estimation de la méthode d'essais sous pollution artificielle par couche solide " CIGRE , rapport 33-09 1972.
- [7] **G. Riquel, E. Span genberg**, "De la céramique au synthétique", EDE-Epure, N° 58, Avril 1998.
- [8] **Y. Porcheron**, "Lignes aériennes : Matériels entrant dans la constitution d'une ligne aérienne", Technique de l'ingénieur D4425- 1997
- [9] **T. WILDI** « électrotechnique ». Avec la collaboration de Gilbert Sybille (ingénieur, Institut de recherche d'Hydro-Québec) 3^e édition, 2003.
- [10] **A. MEKHALDI**, " Étude des phénomènes de conduction et de décharge électrique sur des surfaces isolantes polluées sous tension alternative 50 Hz ", Thèse de Doctorat, ENP, décembre 1999, Alger, Algérie.
- [11] **CEI-60**, "Techniques des essais à haute tension , Définitions et prescriptions générales aux essais", Première édition, 1973.
- [12] **M. Tegar**, « Etude mathématique des mécanismes de développement des décharges électriques sur des isolateurs installés en régions polluées », Thèse de Magister, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Algérie, Juillet 1993.
- [13] **J. Danis**, "A Stochastic Pollution Flashover Model", 4^e International Symposium on High Voltage Engineering, rapport 46-12, Athènes, 5-9 September 1983.
- [14] **F. Obenaus**, "Fremdschichtüberschlag und Kriechweglänge", Deutsche Elektrotechnik, vol. 4, 1958, p. 135-136.
- [15] **H. Zhang** and R. Hackam, "Electrical Surface Resistance, Hydrophobicity and Diffusion Phenomena in PVC", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 6, N° 1, pp. 73-83, February 1999.
- [16] **M. Tegar, A. Mekhaldi, A. Boubakeur**, « Algorithm for HV Insulator Flashover under Discontinuous Pollution », Archives of Electrical Engineering, Vol. LI, No. 2, pp. 119-136, 2002.
- [17] **R. Sundararajan and R. S. Gorur**, "Dynamic Arc Modelling of Pollution Flashover of Insulators under DC Voltage", IEEE Trans, on Elect. Insul., Vol. 28, pp 209-219, April 1993.
- [18] **M. A. B. Elkosaïr, E. E. I. Sharaine, M. M Awad, H. E. M Zoroura, M. M. Khalifa, A. Nossier**, "Performance de chaînes d'isolateurs haute tension soumises à la pollution du désertique", France, rapport 33-05, 1970.
- [19] **A. Cimador, S. Vitet**, "La Pollution des Isolateurs", EDF-Epure, N°. 27, Juillet 1990.

- [20] **C. H. A. Ely, P. J. Lambeth, J. S. T. Looms, D. A. Swift, C.E.G.B** "Contournement des polymères humides et pollués: l'ailette BOOSTER", CIGRE, rapport 15 - 02, 1978.
- [21] **A. Mekhaldi**, "Etude du Développement d'un Arc Électrique sur des Surfaces Isolantes Contaminées par la Pollution Désertique", Thèse de Magister, ENP, Département de Génie Electrique, Laboratoire de haute tension, Juin 1990.
- [22] **A. El-Arabaty, A. Nosseir, S. El-Debeiky, E. Nasser, El-Sharky**, "Choix d'Isolateurs Utilisables dans des Ambiances Polluées et Notamment dans des Régions désertiques", CIGRE, rapport 33 - 11, Paris, France, 1980.
- [23] **CEI 60-1**, "Techniques des essais à haute tension, Définitions et prescriptions générales aux essais", deuxième édition, 1989-11.
- [24] **H.P. Zhong, Xu Cheng-Dong** "Résultats d'essais et de recherches sur le dimensionnement et le contrôle de l'isolation" CIGRE, rapport 33-07, 1982.
- [25] **R. Bosignoli, E. Gomes Jr** "pollution test under natural wetting conditions" 7^e International symposium on high voltage engineering, Dresde, Allemagne. 26-30 Août 1991, rapport 44-12.
- [26] **W. HEISE, M. P. VERMA, H. NIKLASH, H. LIPKEN, H. SCHRIEBER, G. F. LUXA**, " Critères de Contournement par Pollution et ses Applications pour le Dimensionnement et le Contrôle de l'Isolation ", CIGRE, rapport 33-09, 1978, Paris, France.
- [27] **A. BOUBAKEUR**, " Essais d'Isolateurs Pollués dans les Conditions Naturelles ", rapport interne, I. W. N, politechnika WARSZAWSKA, Varsovie 1978, Pologne.
- [28] **O. Fouathia, S. Houache**, "Approche d'un isolateur de haute tension par un modèle de laboratoire", PFE, ENP Juin 1996.
- [29] **F.A.M. Rizk**, "Analysis of dielectric recovery with reference to dry zone arc on polluted insulators ", IEEE conf. Paper, N°71 C 134 PWR, Winter Power Meeting, New York, Janvier-Fevrier 1971
- [30] **F.M. Rizk**, "Modèles mathématiques du contournement des isolateurs sous pollution", ELECTRA N°78 Octobre 1981, p.71-103.
- [31] **H.H. Woodson, A.J. Mc Elroy**, "Insulators with contaminated surface, Part II, Modeling of discharge mechanisms", IEEE, Trans.PAS, Vol.89, No8, Nov-Dec 1970, p.1858-1867.
- [32] **P.Claverie, Y.Porcheron** "How to choose insulators for polluted areas", IEEE, Trans.PAS, Vol.92, N°3, Mai-Juin 1973, p.1121-11131
- [33] **L.L. Alston, S. Zoledziowski**, "Growth of discharges on polluted insulators" IEEE, Trans.PAS, Vol.110, N°7, Juillet 1963, p.1260-1266.
- [34] **J.P. Holtzhausen**, "The relationship between the parameters effecting the Acpollution performance of a cylindrical insulator", 9^e International symposium on high voltage engineering, rapport 3233, Autriche, 28 Août -1^{er} Septembre 1995.
- [35] **R. Wilkins**, "Flashover volatage of high voltage insulators with uniform surface films", Proc.IEE, 116, No3, Mars 1969, p.457-465.
- [36] **C. Huraux, A.M. Rahel**, "Le contournement des isolateurs haute tension : approche à l'aide d'un modèle de laboratoire", RGE, Juin 1975, p.425-429.
- [37] **M.N. Rayes, M. Zhirh**, "Investigation about flashover performance of insulators under uniform and non uniform contamination", 7^e International symposium on high voltage engineering, rapport 43-08, Dresde, Allemagne, 26-30 Août 1991.
- [38] **M. Aguet, M. Ianoz**, " Traité de l'Electricité. Volume XXII : Haute Tension ", Ecole Nationale Fédérale de Lausanne, Deuxième Edition, 1982.
- [39] **R. Fournié** "Les isolants en électrotechnique. Concepts et théories", Edition Eyrolles, Paris 1986.
- [40] **S. Klachnikov** "Electricité" Edition Mir.Moscou traduit du russe par V.Koliméev ; 1^{ère} édition 1980, 2^{ème} édition 1983.

- [41] **R. Fournié, R. Coelho**, "Diélectriques: Bases théoriques", Technique de l'ingénieur D2300 2-2000.
- [42] **A. von Hippel**, "Les diélectriques et leurs applications" traduit par M.Sauzade. Dunod Paris 1961.
- [43] **S. ORLOWSKA**, "Conception et Prédiction des Caractéristiques Diélectriques des Matériaux Composites à Deux et Trois Phases par la Modélisation et la Validation Expérimentale " Thèse Doctorat. Spécialité: génie Electrique, ECL 2003-02. 31 janvier 2003, Lyon, France.
- [44] **J.A. EDMINISTER** "ELECTROMAGNETIME, Cours et problèmes", (1983)
- [45] **H.S. Katz and J.V. Milewski**, "Handbook of fillers and reinforcements for plastics", Published by Van Nostrand Reinhold Company, New York 1978.
- [46] **I. Chen, W.B. Johnson**, Alternating-current electrical properties of random metal-insulator composites, Journal of Materials Science 26, (1991), pp 1565-1567.
- [47] **S. Berthier**, Optique des milieux composites, Polytechnica, Paris 1993.
- [48] **H.A. Lorentz**, Über die Beziehung zwischender Fortpflanzungs-geschwindigkeit des Lichtes unter Körperdichte, Annalen der Physik und Chemie 9, (1880), pp. 641-665.
- [49] **L. Onsager**, Electric moments of molecules in liquids, J. Am. Chem. Soc. 58, (1936), pp. 1486-1493.
- [50] **J.G. Kirkwood**, The dielectric polarisation of dielectric liquids, J. Chem. Phys. 7, (1939), pp. 911-919 (1939).
- [51] **H. Fröhlich**, Theory of Dielectric Constant and Dielectric Loss, Oxford: Clarendon, 1958.
- [52] **J. AFFOLTER**, "Haute tension", ECOLE D'INGENIEURS DU CANTON DE VAUD DEPARTEMENT E+I. Yverdon-les-Bains, octobre 2000.
- [53] **M. Tegar**. "Modélisations d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électro-géométriques", Thèse de Doctorat d'Etat, Ecole Nationale Polytechnique, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Avril 2003
- [54] **A. MEKHALDI, S. BOUAZABIA**, "Conduction Phenomena on polluted insulating surface Under AC High Voltages", 7^e international symposium on high voltage engineering, rapport 3174, Autriche, 28 Août -1e Septembre 1995
- [55] **P. Claverie**, "Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators", IEEE Trans. PAS, Vol. 90, N° 4, pp. 1902 - 1908, Juillet 1971



Annexe : Résultats expérimentaux

Tension de contournement

Plaque de verre

Distance inter électrodes $d = 30 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
Longueur des électrodes												
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
Epaisseur du verre												
U_c (kV)	133	134	135	134	128	131	137	132	135	132	128	128

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U_c (kV)	130	131	133	135	136	132	136	137	135	134	134	136

Distance inter électrodes $d = 24 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U_c (kV)	110	111	109	110	115	108	111	107	115	109	114	109

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U_c (kV)	109	106	107	111	106	110	107	109	107	109	110	117

Distance inter électrodes $d = 18 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U_c (kV)	90	88	84	91	87	90	90	87	82	95	90	87

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
ϵ (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U_c (kV)	87	86	83	81	82	82	87	83	90	91	82	87

Distance inter électrodes $d = 12 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	56	57	62	56	63	63	62	62	63	64	64	64

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	64	60	60	60	60	61	60	64	60	61	66	63

Distance inter électrodes $d = 6 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	35	36	35	34	36	31	35	34	38	34	37	37

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	34	33	36	34	34	33	34	38	34	34	35	37

Distance inter électrodes $d = 4 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	24	26	24	25	26	24	26	28	25	24	25	24

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	26	25	26	25	26	23	25	30	26	25	26	30

Distance inter électrodes $d = 2 \text{ cm}$

1) largeur des électrodes $a = 3 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	13	12	15	15	10	13	12	14	13	13	14	10

2) largeur des électrodes $a = 6 \text{ cm}$

D(cm)	45				30				15			
é (cm)	0.6		0.4		0.6		0.4		0.6		0.4	
U _c (kV)	13	12	14	14	11	13	14	15	13	12	14	13

Plaque de plexiglas

Distance inter électrodes $d = 24 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	115	118	119	121	111	114	113	114	116	117	115	116	114	115	121	123

Distance inter électrodes $d = 18 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	89	86	87	91	91	93	93	95	90	92	88	96	95	94	88	90

Distance inter électrodes $d = 12 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	66	62	65	68	65	66	64	68	61	67	61	62	62	58	62	62

Distance inter électrodes $d = 6 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	29	36	33	31	26	27	32	35	33	34	33	37	29	30	34	36

Distance inter électrodes $d = 4 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	22	24	28	29	22	22	24	25	20	25	26	24	20	22	23	29

Distance inter électrodes $d = 2 \text{ cm}$

Largeur d'électrode	a=3cm								a=6cm							
D(cm)	30				15				30				15			
é (cm)	0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8		0.3		0.8	
U _c (kV)	12	13	12	11	12	13	15	14	13	14	14	13	12	12	14	12

Courant de fuite

N.B : Tous les courants sont exprimés en micro-Ampères

Courants de fuite – Tension appliquée

Plaque de verre (la longueur des électrodes $D=45$ cm) :

Distance inter électrodes $d= 30$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	18,38	20,50	33,93	38,17	43,19	58,68
	$\epsilon = 0.4$ cm	18,38	22,62	30,40	36,05	42,42	48,78
a = 6 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	26,86	33,22	43,12	49,49	62,21	72,82
	$\epsilon = 0.4$ cm	22,62	25,45	34,64	39,59	46,66	55,14

Distance inter électrodes $d= 24$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	21,92	29,69	37,47	43,83	52,32	65,75
	$\epsilon = 0.4$ cm	18,38	25,45	32,52	39,59	48,78	64,34
a = 6 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	23,33	34,64	34,64	53,73	60,09	72,11
	$\epsilon = 0.4$ cm	18,38	24,74	36,06	45,25	54,44	65,75

Distance inter électrodes $d= 18$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	33,23	40,23	41,71	67,87	72,82	86,96
	$\epsilon = 0.4$ cm	28,28	36,06	45,25	53,73	62,92	70,7
a = 6 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	29,69	46,66	57,97	72,11	80,6	92,62
	$\epsilon = 0.4$ cm	26,87	34,64	45,25	55,85	69,99	79,89

Distance inter électrodes $d= 12$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	39,59	51,61	60,80	76,36	90,5	103,22
	$\epsilon = 0.4$ cm	28,99	40,3	48,08	58,68	82,01	99,69
a = 6 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	35,35	49,49	64,34	80,6	98,27	115,24
	$\epsilon = 0.4$ cm	33,23	46,66	61,51	73,53	87,67	108,88

Distance inter électrodes $d= 6$ cm

	U_C (kV)	5	7.5	10	12.5	15
a = 3 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	41,01	43,84	45,96	51,61	58,68
	$\epsilon = 0.4$ cm	29,69	43,13	46,66	53,73	64,34
a = 6 cm	$\epsilon = 0.6$ cm	46,66	58,68	72,82	85,55	102,51
	$\epsilon = 0.4$ cm	36,76	46,66	53,73	64,34	77,06

Plaque de plexiglas (la longueur des électrodes $D=30$ cm) :

Distance inter électrodes $d= 30$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	18,95	22,48	22,06	25,88	34,22	40,44
	$\epsilon = 0.3$ cm	12,16	12,73	18,88	24,04	29,34	36,76

N.B : Les dimensions de la plaque du plexiglas(40x40) ne nous permettent pas d'effectuer les mesures pour des électrodes de largeur 6cm ,et pour une distance inter électrodes de 30cm.

Distance inter électrodes $d= 24$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	18,38	21,78	28,56	30,65	9,73	55,29
	$\epsilon = 0.3$ cm	17,25	18,1	21,21	28,56	43,13	54,02
a = 6 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	18,95	20,36	25,45	41,71	48,43	55,15
	$\epsilon = 0.3$ cm	18,38	19,87	23,19	35,35	45,81	48,64

Distance inter électrodes $d= 18$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a = 3 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	14,42	18,1	41,85	54,58	65,47	70,84
	$\epsilon = 0.3$ cm	17,53	18,1	32,81	49,42	51,75	56,84
a = 6 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	16,68	19,23	35,35	48,36	69,64	72,40
	$\epsilon = 0.3$ cm	18,1	14,42	30,82	42,70	59,67	66,81

Distance inter électrodes $d= 12$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30
a = 3 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	20,50	23,33	46,66	11,2	64,83
	$\epsilon = 0.3$ cm	19,8	21,92	40,3	44,54	59,53
a = 6 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	24,04	30,26	35,70	0,71	65,75
	$\epsilon = 0.3$ cm	20,93	40,16	55,15	58,47	72,4

Distance inter électrodes $d= 6$ cm

	U_C (kV)	5	7.5	10	12.5	15
a = 3 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	20,50	22,62	26,16	28,28	32,52
	$\epsilon = 0.3$ cm	18,38	21,21	24,04	25,45	29,69
a = 6 cm	$\epsilon = 0.8$ cm	20,50	21,92	25,45	32,52	38,89
	$\epsilon = 0.3$ cm	19,8	21,92	22,62	24,74	31,81

Charge - tension appliquée

Les tensions efficaces recueillies aux bornes de la capacité de mesure de la charge sont exprimées en millivolts

Plaque de verre (la longueur des électrodes $D=45$ cm) :

Distance inter électrodes $d= 30$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40	45
a=3cm	$\epsilon=0.6$ cm	47,61	69,66	91,05	109,25	132,27	150,66	177,92	195,47
	$\epsilon=0.4$ cm	25,96	37,76	51,66	60,98	72,00	156,14	176,36	196,64
a=6cm	$\epsilon=0.6$ cm	57,39	84,14	112,18	134,68	195,27	166,64	196,19	214,25
	$\epsilon=0.4$ cm	48,92	64,57	84,53	105,66	126,40	141,53	169,05	189,60

Distance inter électrodes $d= 24$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40	45
a=3cm	$\epsilon=0.6$ cm	72,92	97,64	131,75	156,53	189,01	199,06	217,06	220,71
	$\epsilon=0.4$ cm	67,18	97,64	123,92	147,73	178,45	188,56	190,45	217,19
a=6cm	$\epsilon=0.6$ cm	67,18	91,57	128,88	154,25	181,19	199,51	223,84	246,54
	$\epsilon=0.4$ cm	44,74	39,26	42,65	36,65	37,05	35,61	34,96	127,96

Distance inter électrodes $d= 18$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40
a=3cm	$\epsilon=0.6$ cm	72,92	66,53	64,44	60,92	60,92	59,87	59,48
	$\epsilon=0.4$ cm	67,18	61,96	60,26	56,09	53,87	44,74	49,05
a=6cm	$\epsilon=0.6$ cm	88,57	88,57	80,48	75,66	72,00	65,87	62,87
	$\epsilon=0.4$ cm	73,57	64,44	80,48	57,26	57,26	57,00	58,05

Distance inter électrodes $d= 12$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a=3cm	$\epsilon=0.6$ cm	92,48	84,14	80,48	73,96	72,92	71,74
	$\epsilon=0.4$ cm	86,87	76,31	70,05	65,87	58,83	56,74
a=6cm	$\epsilon=0.6$ cm	100,96	84,14	82,70	75,92	75,66	71,48
	$\epsilon=0.4$ cm	99,53	93,14	77,35	73,96	70,31	77,35

Distance inter électrodes $d= 6$ cm

	U_C (kV)	5	7.5	10	12.5	15
a=3cm	$\epsilon=0.6$ cm	137,55	185,29	208,06	246,86	254,17
	$\epsilon=0.4$ cm	85,57	111,53	147,92	172,18	199,77
a=6cm	$\epsilon=0.6$ cm	91,90	120,43	158,49	196,32	214,64
	$\epsilon=0.4$ cm	98,22	126,30	147,92	161,26	185,29

Plaque de plexiglas (la longueur des électrodes $D=30$ cm) :

Distance inter électrodes $d= 30$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40	45
a=3cm	$\epsilon=0.8$ cm	70,70	80,42	112,70	133,05	141,27	142,44	183,14	201,93
	$\epsilon=0.3$ cm	4,96	7,44	10,44	13,04	16,04	18,72	20,87	24,07

N.B : Les dimensions de la plaque du plexiglas(40x40) ne nous permettent pas d'effectuer les mesures pour des électrodes de largeur 6cm ,et pour une distance inter électrodes de 30cm.

Distance inter électrodes $d= 24$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40	45
a=3cm	$\epsilon=0.8$ cm	60,92	85,51	112,18	129,79	149,88	163,90	192,53	196,06
	$\epsilon=0.3$ cm	7,70	11,15	14,09	17,28	21,91	24,65	27,65	31,11
a=6cm	$\epsilon=0.8$ cm	63,66	95,09	114,53	144,79	174,14	202,25	212,36	251,82
	$\epsilon=0.3$ cm	13,96	20,15	25,31	29,68	32,09	35,61	39,13	43,44

Distance inter électrodes $d= 18$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35	40
a=3cm	$\epsilon=0.8$ cm	63,92	89,22	113,75	135,99	162,79	181,71	195,66
	$\epsilon=0.3$ cm	14,74	21,13	27,39	35,55	40,31	45,20	49,05
a=6cm	$\epsilon=0.8$ cm	66,92	92,16	117,40	143,81	176,10	195,86	214,45
	$\epsilon=0.3$ cm	15,26	23,28	32,09	41,74	47,35	54,79	61,05

Distance inter électrodes $d= 12$ cm

	U_C (kV)	10	15	20	25	30	35
a=3cm	$\epsilon=0.8$ cm	92,48	126,20	159,66	184,90	218,75	251,10
	$\epsilon=0.3$ cm	16,83	24,26	33,39	38,15	43,83	49,76
a=6cm	$\epsilon=0.8$ cm	100,96	126,20	165,40	189,79	226,97	250,19
	$\epsilon=0.3$ cm	23,74	37,37	46,96	54,46	62,61	132,86

Distance inter électrodes $d= 6$ cm

	U_C (kV)	5	7.5	10	12.5	15
a=3cm	$\epsilon=0.8$ cm	104,35	156,53	208,19	246,54	257,69
	$\epsilon=0.3$ cm	25,18	33,56	44,74	55,93	67,11
a=6cm	$\epsilon=0.8$ cm	91,90	120,14	156,14	196,32	214,64
	$\epsilon=0.3$ cm	17,61	23,77	26,61	30,00	31,31

ملخص :

في هذا العمل، تطرقنا الى تصرف وتمييز نموذج عازل نو هندسة بسيطة خاضع لعوامل كهروهندسية مختلفة، والتي تتمثل في التوتر المطبق، المسافة بين القطبين الكهربائيين، ابعاد الأقطاب الكهربائية وسمك العازل. مواد عازلة مختلفة اخذت بعين الاعتبار. الاختبارات التجريبية خضت توتر الاحاطة، التيار المتسرب والشحنة الكهربائية. تم حساب السعة المكافئة بالاعتماد على التيار المتسرب و الشحنة ثم تم مقارنتها بالنتائج المتحصل عليها باستعمال برنامج ف أم م ، أبدت المقارنات توافق معتبر.

الكلمات المفتاحية : توتر مرتفع، عازل، تلوث، سعة، تيار التسرب، شحنة، ثنائي كهربائي، سماحية، احاطة، تمثيلية.

Résumé:

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au comportement et à la caractérisation d'un modèle d'isolateur de géométrie simple soumis à divers paramètres électrogéométriques, à savoir la tension appliquée, la distance inter électrodes, les dimensions des électrodes et l'épaisseur du diélectrique. Différents matériaux isolants ont été considérés. Les essais expérimentaux concernent la tension de contournement, le courant de fuite et la charge électrique. La capacité équivalente a été calculée, en se basant sur le courant de fuite et la charge, et comparée à celle obtenue en utilisant le logiciel FEMM. Une assez bonne concordance a été obtenue.

Mots clés : Haute tension, isolateur, pollution, capacité, courant de fuite, charge, diélectrique, permittivité, contournement, simulation.

Abstract:

In this work, we have been interested by the behaviour and the characterisation of an insulator model with a simple geometry submitted to different electrogeometrical parameters: applied voltage, distance between electrodes, electrodes dimensions and thickness of dielectric. Different materials have been used. Experimental tests concerning the flashover voltage, leakage current, and the electric charge. The equivalent capacitance has been calculated by leakage current and the charge, and compared by using FEMM software. A good concordance has been obtained.

Key words: High voltage, insulator, pollution, capacitance, leakage current, charge, dielectric, permittivity, flashover, simulation.