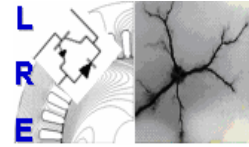


**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
**ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE**



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
Ecole Nationale Polytechnique



Département d'Électrotechnique  
Laboratoire de Recherche en Électrotechnique  
**Thèse de Doctorat en Sciences en Électrotechnique**

présentée par :

**M<sup>me</sup> Namane Dalila née Sator**

Magister en Électrotechnique

**Thème**

*Modélisations expérimentale et numérique  
d'isolateurs HT sous tension alternative 50Hz*

Président :	BOUBAKEUR Ahmed	Professeur, ENP
Rapporteur :	TEGUAR Madjid	Professeur, ENP
Examineurs :	SAIDI AMROUN Nadia	Professeur, USTHB
	MEKHALDI Abdelouahab	Professeur, ENP
	BOUAZABIA Slimane	Maître de Conférences, USTHB
	MOULAI Hocine	Maître de Conférences, USTHB

# Remerciements

*Ce document présente l'ensemble des travaux effectués durant ma thèse de doctorat au sein du Laboratoire de Recherche en Electrotechnique de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger sous la direction de Monsieur Madjid Tegar, Professeur à l'ENP.*

*Qu'il me soit permis, à cette occasion, de lui exprimer ma profonde gratitude pour son apport scientifique remarquable, ses critiques et conseils, qui m'ont été d'une aide précieuse, et sans lesquels ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.*

*J'ajoute également que j'ai été particulièrement sensible à ses qualités humaines exceptionnelles, et à la confiance qu'il a placée en moi, m'encourageant sans cesse, même dans les moments les plus difficiles.*

*Mes remerciements vont également aux membres du jury qui ont accepté d'examiner et d'évaluer ce travail:*

- Madame Nadia Saidi Amroun, professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene*
- Messieurs Slimane Bouazabia et Hocine Moulai, Maitres de conférence à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene*
- Monsieur Abdelwahab Mekhaldi professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique*
- Monsieur Ahmed Boubakeur professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, que je remercie d'avoir accepté de présider ce jury.*

*Un grand merci à toute l'équipe du laboratoire de Haute Tension de l'ENP pour l'ambiance chaleureuse de travail, les discussions fructueuses et aussi pour les moments sympathiques que j'ai passé parmi eux.*

*Enfin, au terme de ces remerciements, je souhaiterai rendre hommage aux membres de ma famille, en particulier à mes chers parents disparus, à qui ce mémoire est dédié et qui m'ont, depuis ma tendre enfance, toujours encouragée à persévérer dans mes études.*

*A mon cher époux Abdelkader, compagnon exceptionnel, pour son soutien moral, sa compréhension, sa patience infinie et ses encouragements incessants.*

*Je n'oublie pas mes deux chers enfants Amine et Fella qui ont dû supporter mes longues absences et mes sautes d'humeur sans jamais remettre en question le bien-fondé de la voie que je me suis tracée.*

## *Dédicaces*

*A la mémoire de mes parents*

## ملخص

يساهم هذا العمل في نمذجة عوازل الجهد العالي، من خلال تحليل سلوك نموذج مسطح من زجاج أو زجاج شبكي. تكمن هذه الدراسة أساساً في إنشاء الممانعة عند التواتر الاصطناعي وكذا السعة التي يعرضها بدلالة عدة عوامل كهر وهندسية. نجحنا في مقابلة الدراسة التجريبية بمقاربة نظرية على أساس تحليل لتوزيع الشحنة الكهربائية (باستخدام برنامج حساب الحقل FEMM 4.0). إضافة إلى ذلك، سمحت لنا مقاربة أخرى بالمحاكاة بتمديد نطاق تغيير العوامل الهندسية. اقترحنا إذن طريقة تراكب لتحديد درجة تأثير كل عازل (هواء-مادة) على السعة (الممانعة) العامة الظاهرة. تستكمل هذه الدراسة بتحليل لتأثير الأرض على العوامل المقاسة.

**الكلمات المفتاحية:** نمذجة، سعة، حقل كهربائي، ممانعة ظاهرة، عازل، جهد عالي.

## RÉSUMÉ

Ce travail est une contribution à la modélisation des isolateurs HT, à travers l'analyse du comportement d'un modèle plan en verre ou en plexiglas. L'étude consiste principalement à établir l'impédance à la fréquence industrielle ainsi que la capacité qu'il présente en fonction de nombreux paramètres électro-géométriques. L'étude expérimentale a été confrontée avec succès, à une approche théorique basée sur l'analyse de la répartition de la charge (utilisant le logiciel de calcul de champ FEMM 4.0). Aussi, une autre approche par simulation nous a permis d'étendre la plage de variation des paramètres géométriques. Une méthode de superposition est alors proposée afin d'établir le degré d'influence de chaque diélectrique (air-matériau) sur la capacité (impédance) globale apparente. Cette étude est complétée par une analyse de l'influence du sol sur les paramètres mesurés.

**Mots-Clés:** modélisation, capacité, champ électrique, impédance apparente, isolateur, haute tension.

## ABSTRACT

This work is a contribution to the modelling of HV insulators, through the analysis of the behaviour of a glass or Plexiglas plane model. The study consists mainly to establish the impedance at the frequency and the capacity, in function of numerous electro-geometrical parameters. The experimental study has been confronted successfully, to a theoretical approach based on analysis of the charge distribution (using the field calculation software FEMM 4.0). Furthermore, another approach by simulation allowed us to extend the variation range of geometrical parameters. A superposition method is then proposed to determine the degree of influence of each dielectric (air-material) on the apparent overall capacitance (impedance). This study is complemented by an analysis of the influence of the ground on the measured parameters.

**Keywords:** modelling, capacity, electric field, apparent impedance, insulator, high voltage.

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE</b>	<b>01</b>
<b>CHAPITRE 0 : CHAPITRE INTRODUCTIF</b>	<b>06</b>
<b>0-1 Introduction</b>	<b>07</b>
<b>0-2 Objectifs principaux du présent travail</b>	<b>07</b>
<b>0-3 Problématique</b>	<b>08</b>
<b>0-4 Principaux travaux de recherche</b>	<b>09</b>
<b>0-5 Conclusion</b>	<b>16</b>
<b>CHAPITRE I : TECHNIQUES ET METHODOLOGIES EXPERIMENTALES ET NUMERIQUES</b>	<b>17</b>
<b>I-1 Introduction</b>	<b>18</b>
<b>I-2 Modèle plan expérimental et dispositifs de mesure</b>	<b>18</b>
<b>I-3 Méthodes de mesures</b>	<b>19</b>
<b>I-4 Mesures complémentaires</b>	<b>31</b>
<b>I-5 Rappels de base</b>	<b>31</b>
<b>I-6 Simulation</b>	<b>35</b>
<b>I-7 Conclusion</b>	<b>39</b>
<b>CHAPITRE II : ANALYSE DU MODELE PLACÉ A UNE DISTANCE FIXE DU SOL</b>	<b>40</b>
<b>II-1 Introduction</b>	<b>41</b>
<b>II-2 Modèle plan élémentaire : paramètres d'étude</b>	<b>42</b>
<b>II-3 Tension de contournement</b>	<b>42</b>
<b>II-4 Courant de fuite</b>	<b>48</b>
<b>II-5 Impédance et capacité apparente</b>	<b>54</b>
<b>II-6 Simulation et discussion</b>	<b>56</b>
<b>II-7 Expression empirique</b>	<b>57</b>
<b>II-8 Application à un modèle d'isolateur (1512L)</b>	<b>58</b>
<b>II-9 Conclusion</b>	<b>68</b>

<b>CHAPITRE III : GÉNÉRALISATION ET APPROCHE PHYSIQUE PROPOSÉE</b>	<b>70</b>
<b>III-1 Introduction</b>	<b>71</b>
<b>III-2 Condensateur plan équivalent</b>	<b>72</b>
<b>III-3 Influence de la distance inter électrodes d</b>	<b>75</b>
<b>III-4 Influence de l'épaisseur du verre</b>	<b>81</b>
<b>III-5 Méthode de superposition proposée</b>	<b>84</b>
<b>III-6 Conclusion</b>	<b>92</b>
<b>CHAPITRE IV: ANALYSE DU MODELE PLACÉ A UNE DISTANCE VARIABLE DU SOL</b>	<b>93</b>
<b>IV-1 Introduction</b>	<b>94</b>
<b>IV-2 Influence des capacités parasites sur les mesures en HT</b>	<b>94</b>
<b>IV-3 Environnement des essais au laboratoire</b>	<b>99</b>
<b>IV-4 Tension de contournement</b>	<b>100</b>
<b>IV-5 Courant de fuite</b>	<b>102</b>
<b>IV-6 Capacité et impédances mesurées</b>	<b>105</b>
<b>IV-7 Simulation et discussion</b>	<b>109</b>
<b>IV-8 Conclusion</b>	<b>116</b>
<b>CONCLUSION GÉNÉRALE</b>	<b>118</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>122</b>

# *Introduction générale*

L'électricité est partout, et fait partie de notre quotidien. Comme on ne peut la stocker, celle-ci doit être produite en réponse à une demande immédiate, laquelle varie constamment en fonction de l'heure de la journée, de la saison et de la région. L'énergie électrique est alors acheminée hors des sites de production à des tensions de plus en plus élevées afin d'assurer une qualité et une continuité de service optimales, associées à un coût minimal.

L'appareillage nécessaire à un tel transport comprend des pylônes sur lesquels des chaînes d'isolateurs sont disposées afin d'acheminer l'énergie à travers les câbles électriques. Ces isolateurs, choisis en fonction des contraintes locales sont dimensionnés de façon à assurer une isolation correcte entre le pylône et les câbles sous tension (Cimador et al., 1990).

Toutefois, il est difficile de maintenir continuellement cette isolation puisque les lignes aériennes et les postes des réseaux de transport d'énergie électrique sont, sans cesse, exposés à des dépôts polluants, de diverses natures, se fixant sur les surfaces isolantes. Ces dépôts, humidifiés par temps de pluie ou de brouillard, réduisent fortement la résistivité superficielle et le contournement, véritable court-circuit de l'isolateur, est quelquefois inévitable.

Ce court-circuit est le plus souvent précédé d'un échauffement de la couche de pollution, suite à un courant de fuite observé (Leroy et al., 1984 ; Cimador et al., 1990) et par conséquent à un assèchement partiel de l'isolateur.

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.

C'est pourquoi la *pollution des isolateurs* constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie.



De nombreux types d'isolateurs sont utilisés dans la pratique. Ceux-ci ont un profil variable, choisi en fonction des conditions géographiques dans lesquelles ils sont exploités. Cependant, la prise en compte du profil réel de l'isolateur par les chercheurs complique l'observation des phénomènes électriques (Zaffanella et al., 1986) et nécessite, pour la simulation, l'exécution de calculs numériques plus ou moins laborieux (Sundarajan et al., 1993 ; Aydogmus et al., 2004).

Aussi, afin de mieux étudier le comportement des isolateurs de haute tension sous pollution, différents modèles de laboratoire ont été proposés (Claverie et al., 1973 ; Huraux et al., 1975 ; Danis, 1983 ; Rayes et al., 1991 ; Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Tegar et al., 2002 ; Tegar, 2003). Ces travaux présentent l'avantage de contourner la difficulté liée à la forme complexe de l'isolateur, par des modèles à géométrie simple. C'est dans ce contexte que la plupart des auteurs cités ci-dessus ont remplacé l'isolateur par une simple plaque parallélépipédique isolante et la ligne de fuite de l'isolateur par la distance inter-électrodes. De plus, certains modèles (Danis, 1983 ; Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Tegar, 2003) tiennent compte de la discontinuité de la couche de pollution, car celle-ci constitue un facteur incontournable dans le comportement de l'isolateur.

Une des méthodes utilisée pour le contrôle du degré de pollution d'un isolateur est la mesure du courant de fuite (Cimador et al., 1990). Ce dernier dépend de l'impédance globale apparente de l'isolateur, considérée comme étant le résultat de zones propres en série avec des zones polluées (Tegar, 2003). Il est alors possible de modéliser cette impédance et d'établir un schéma électrique équivalent associé.

Dans le cas où l'isolateur est pollué, les différentes parties polluées peuvent être caractérisées par une résistance associée à une épaisseur, longueur et conductivité, bien définies. Aussi, si la couche de pollution est continue, l'augmentation de sa largeur ou de son épaisseur conduit, d'une manière générale, à un courant de fuite de conduction qui croît dans les mêmes proportions (Mekhaldi et al., 1995).

Il en est autrement si on tient compte de la discontinuité de la pollution (Rizk 1991, Namane, 1998) où il est nécessaire de tenir compte des caractéristiques propres de l'isolant, sur lequel des couches conductrices sont déposées. Ces couches conductrices sont séparées par des zones propres isolantes, difficiles à modéliser puisque les trajets des lignes de champ (et donc de courant de déplacement) sont plus complexes.

Aussi, l'impédance apparente, liée aux caractéristiques des matériaux diélectriques en présence, est plus délicate à établir.

Il en résulte que, dans la pratique, si on augmente la distance entre deux électrodes planes placées sur un isolant, l'impédance apparente relevée n'augmente jamais dans les mêmes proportions, et une allure quasi logarithmique est observée dans la majorité des cas (Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Tegar et al., 2002 ; Tegar, 2003). Certains auteurs proposent, malgré tout, des modèles simples de condensateurs plans ou cylindriques (Tegar, 2003 ; Asenjo et al., 2004) donnant lieu à une vision volumique limitée dans l'espace des courants considérés. A partir du moment où cette représentation théorique ne correspond

pas toujours aux observations expérimentales, des expressions empiriques ou semi-empiriques sont proposées (Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999).

Ainsi, si on considère que la couche de pollution est, dans les cas extrêmes, parfaitement conductrice (Namane, 1998), il est essentiel de s'intéresser plutôt à l'impédance apparente de l'ensemble des zones propres de l'isolateur, puisque celles-ci, jouent, en définitive, un rôle capital dans l'impédance globale de l'isolateur.

Cependant, si la modélisation d'un tel dispositif peut nous renseigner sur les caractéristiques théoriques de l'isolant, il n'en reste pas moins que la validation par des essais expérimentaux exige des précautions particulières. Ces dernières doivent tenir compte des courants particulièrement faibles circulant à travers l'isolant et également de la tension d'alimentation qui n'est pas toujours dépourvues d'harmoniques.

C'est pourquoi, il est souvent malaisé d'assurer non seulement la reproductibilité des résultats mais aussi l'interprétation correcte des mesures effectuées. Cette difficulté fait suite à des courants capacitifs indésirables, qui faussent les mesures de courants de fuite, déjà très faibles, qui circulent à travers l'isolant.

Nous avons tenté dans ce modeste travail, de procéder à une modélisation d'un modèle plan, en tenant compte des nombreuses difficultés sus-citées. Il s'agira ainsi surtout de comprendre et d'interpréter les observations et résultats expérimentaux, par une analyse du champ et du potentiel électrostatiques régnant autour du dispositif expérimental lorsqu'il est soumis aux tensions élevées.

Aussi, notre mémoire s'articule autour de quatre chapitres distincts.

Un chapitre préliminaire comporte une description du modèle plan adopté. Des méthodes de mesures appropriées à chaque grandeur sont adoptées en tenant compte des résultats d'essais préliminaires.

Par ailleurs, nous présentons, à l'aide du logiciel FEMM4, utilisant la méthode des éléments finis, les paramètres d'analyse numérique adoptés. Le logiciel fait appel aux équations de base de l'électromagnétisme, dont les principales relations sont rappelées. Celles-ci permettent de faire le lien entre les théories générales et les observations pratiques qui peuvent en découler.

Nous abordons dans le deuxième chapitre, la modélisation de l'isolateur, à travers la mesure, puis le calcul théorique de l'impédance (ou capacité) apparente présentée par un modèle plan. Cette modélisation tient compte de nombreux paramètres géométriques tels que la distance inter-électrodes, largeur des électrodes, et l'épaisseur du diélectrique (verre ou plexiglas) utilisé. L'étude se fait en maintenant fixe la distance au sol du dispositif expérimental.

En analysant les résultats obtenus, il est établi que la répartition des charges sur les électrodes, imposée par l'ensemble de tous les paramètres choisis, permet d'expliquer l'allure des différentes caractéristiques.

Une expression empirique est établie afin d'appliquer ces résultats au modèle expérimental de l'isolateur 1512L, déjà exploité dans la région électrique de Hassi R'mel (Mekhaldi, 1990 ; Tegar, 2003).

Le troisième chapitre est consacré à un travail de simulation, avec une plus grande gamme de variation des paramètres géométriques (épaisseur et distance inter-

électrodes) : il s'agit alors d'une sorte de généralisation où une méthode visant à séparer la contribution de l'air et du diélectrique dans la capacité globale du système est présentée. Cette méthode a pour objectif d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur du diélectrique sur la capacité calculée. Par ailleurs, nous développons la notion de 'largeur équivalente', qui exprime l'étendue des lignes de champ, pour une configuration donnée.

Dans le dernier chapitre, nous nous intéressons à l'influence du sol (ou plus généralement l'influence de tout conducteur situé à proximité) sur la capacité apparente présentée par le dispositif. On varie ainsi la distance au sol du dispositif afin de mettre en lumière les précautions nécessaires pour assurer une mesure correcte des grandeurs relevées. Ainsi, nous montrons qu'il est parfois utile de tenir compte des courants capacitifs indésirables, puisqu'ils faussent les mesures de courants de fuite qui circulent à travers l'isolant. La prise en compte de ces facteurs a donné lieu à une étude comparative entre les valeurs de capacités simulées et expérimentales.

Nous terminons par une conclusion générale.

# *Chapitre 0*

## *Chapitre introductif*

## 0-1 Introduction

Devant les innombrables problèmes causés par la pollution, de nombreux travaux expérimentaux ou théoriques sont effectués par les chercheurs.

Ces travaux ont pour objectif d'étudier et d'analyser les phénomènes électriques, afin de prévenir autant que possible les incidents électriques dus à la pollution des isolateurs. Cependant, devant le nombre incalculable de paramètres pouvant intervenir dans le comportement des isolateurs, des modèles de laboratoires, se prêtant mieux aux essais de par leur simplicité géométrique, sont parfois adoptés par les chercheurs. Les recherches sont également axées sur l'élaboration de modèles théoriques permettant de simuler le comportement de l'isolateur grâce à des formulations mathématiques. Notons que ces travaux sont souvent une combinaison de formules empiriques illustrant le phénomène physique. Nous rappelons très sommairement, dans ce chapitre, les principaux travaux effectués dans le domaine de la pollution et en particulier ceux effectués au sein de notre laboratoire.

## 0-2 Objectifs principaux du présent travail

Ce mémoire a pour objectif de compléter les nombreux travaux entrepris au sein de notre laboratoire en procédant entre autre, à une analyse tridimensionnelle du champ électrostatique créé par des électrodes planes disposées sur un modèle plan de laboratoire. Cette étude a pour but d'apporter un éclairage nouveau, dans l'espace, des lignes de champ, afin d'interpréter et de comprendre les résultats d'essais.

### 0-3 Problématique

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, etc.). Ces défauts sont dus à la pollution des isolateurs (Leroy et al., 1984).

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 (Heise, 1972 ; CEI-60, 1973 ; Tegar, 1993).

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.

La pollution agricole (pollen, insectes, engrais, etc.) et la pollution domestique (appareils de chauffage des habitations, véhicules automobiles, etc.) sont des réalités qui donnent aussi 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.

Ainsi, 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. 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 les phénomènes physiques associés. Ces travaux ont pour objectif de se prémunir d'outils permettant le suivi de son évolution et d'éviter son apparition.

Citons aussi, la pollution spécifique aux pays froids (pollution par la glace) due à l'accumulation de dépôts de glace sur les câbles et les isolateurs des lignes de transport et de distribution d'énergie électrique traversant les terrains froids. Ces dépôts de glace formés sur les câbles et les pylônes peuvent engendrer des dommages mécaniques aux structures des lignes et peuvent conduire aussi à l'apparition de contournements des isolateurs (Soucy, 1996 ; Farzaneh, 2006)

La complexité du phénomène et le grand nombre de paramètres qui le caractérisent tels que la nature du dépôt polluant ( Danis , 1983 ; Obenaus, 1958 ; Zhang et al , 1999 ; Tegar et al 2002), la conductivité superficielle et le profil de l'isolateur (Sundararajan et al, 1993 ; El-Koshairy et al, 1982), 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 (Heise 1972 ; Namane 1998 ; Mekhaldi 1999 ; Tegar et al 2004 ).

## **0-4 Principaux travaux de recherche**

### **0-4-1 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 (Keller-Jacobsen, 1991). 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 sujet 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 (El-Arabaty et al, 1980), 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 (Zhong et al, 1982 ; Bosignoli et al, 1991).

### **0-4-2 Modèles de laboratoire**

Parallèlement, des modèles simples de laboratoire ont été adoptés par un certain nombre de chercheurs. 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.).

Nous citons brièvement quelques uns de ces modèles.

Le modèle plan le plus utilisé est celui considéré par P.Claverie et Y.Porcheron (1973). Celui-ci est constitué d'un modèle plan, muni de deux électrodes planes et recouvert d'une couche de pollution. L'électrode mise sous tension est circulaire et disposée à une distance donnée de l'électrode terre, laquelle est rectangulaire (Figure 0-1-a).

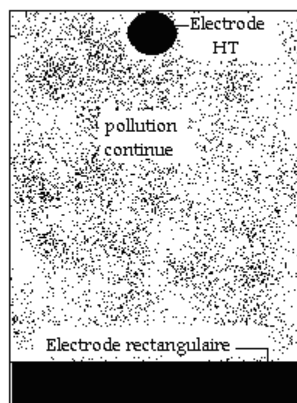
Antérieurement, Woodson et McElroy (1970) ont proposé un modèle plan à géométrie circulaire (Figure 0-1-b).

Plus tard, un autre modèle plan, tenant compte de la discontinuité de la couche de pollution a été proposé par J.Danis (1983). Celui-ci comprend plusieurs zones

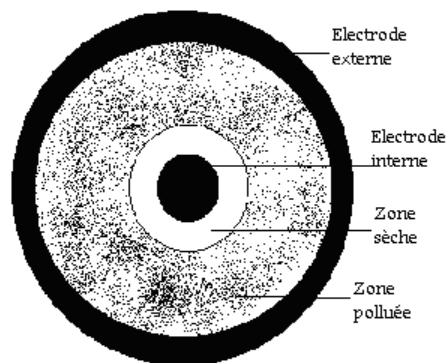
sèches en alternance avec les zones polluées (Figure 0-1-c). Un modèle cylindrique a été adopté par Alston et Zoledzowski (1963). Il est constitué d'un cylindre muni de deux électrodes disposées tout autour des extrémités du cylindre (Figure 0-1-d).

Le Modèle de Wilkins est constitué d'une électrode mise sous tension et située au dessus d'un bac rempli d'eau additionnée de sel, permettant de simuler la zone polluée. La zone sèche étant considérée comme l'espace compris entre l'électrode et l'eau (Figure 0-1-e).

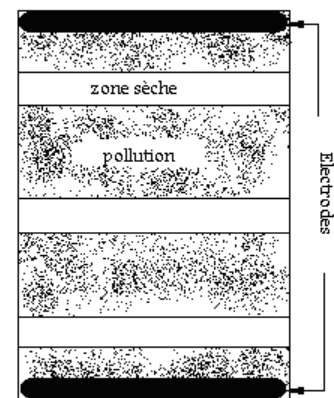
Tous ces modèles que nous avons cités ont permis par la simplicité de leur configuration, d'examiner aisément l'influence de nombreux paramètres (tension appliquée, distance inter-électrodes, conductivité, rayon de courbure de l'électrode HT, épaisseur de la pollution, couche discontinue de pollution, etc.) sur le comportement de l'isolateur (courant de fuite, contournement, tension d'entretien de l'arc, etc.).



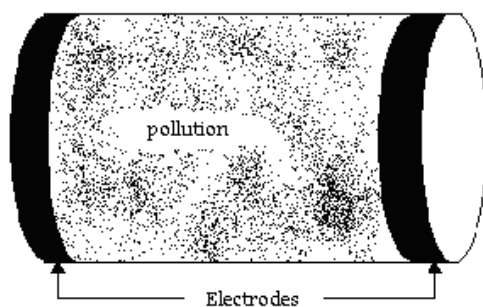
(a) *Modèle de Claverie*



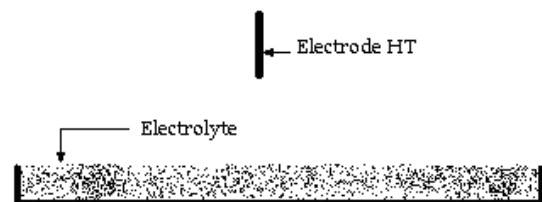
(b) *Modèle de Woodson et McElroy*



(c) *Modèle de Danis*



(d) *Modèle d'Alston et Zoledzowski*



(e) *Modèle de Wilkins*

**Figure 0-1. Modèles de laboratoire**



### 0-4-3 Modèles étudiés au sein de notre laboratoire

Plusieurs études sur des modèles plans, similaires à celui considéré par P.Claverie et Y.Porcheron ont été faites au niveau de notre laboratoire.

Nous présentons brièvement ceux qui ont porté sur le comportement de ces modèles, sous la fréquence industrielle, afin d'établir un lien avec notre travail.

#### 0-4-3-1 Modèle de A.Mekhaldi et S.Bouazabia

A. Mekhaldi et S. Bouazabia (1995) ont considéré un modèle expérimental similaire à celui de P. Claverie et Y. Porcheron, pour l'étude du phénomène de conduction superficielle, dans le cas d'isolateurs pollués. La couche polluante est réalisée par l'application du sable sur la surface de la plaque, entre les deux électrodes d'une façon uniforme et selon l'épaisseur désirée, et puis à l'humidification de cette couche par pulvérisation d'eau distillée. La mesure du courant de fuite est réalisée en considérant que celui-ci n'existe que dans la zone d'influence entre les deux électrodes, définie par l'angle  $\alpha$  (Figure 0-2).

Les auteurs assimilent le modèle de laboratoire par un modèle de deux cylindres concentriques de rayon respectifs  $a+x$  et  $a+L$  et utilisent les équations de l'électromagnétisme classique (équation de poisson). Ils ont ainsi établi l'expression théorique du courant de fuite:

$$I = \gamma \frac{V \alpha e}{\ln \left[ \frac{a+L}{a+x} \right]} \quad [0-1]$$

avec

$a$  : rayon de l'électrode circulaire,

$L$  : distance inter-électrodes,

$x$  : longueur de l'arc,

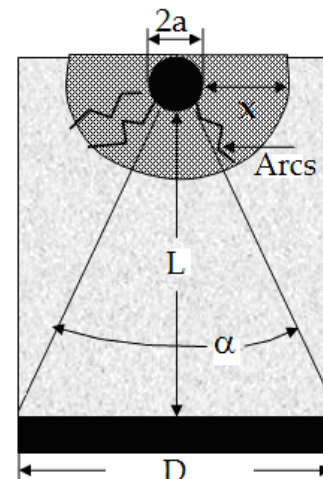
$e$  : épaisseur de la couche polluante,

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

$D$  = longueur de l'électrode rectangulaire

$\gamma$  : conductivité de la couche polluante,

$V$  : tension d'alimentation.



**Figure 0-2.** Modèle de A. Mekhaldi et S. Bouazabia

Quelques comparaisons avec des résultats expérimentaux sont alors effectuées, 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.

#### 0-4-3-2 Modèle de D. Namane (Mekhaldi et al., 1999)

Afin d'examiner le comportement des surfaces isolantes sous pollution discontinue, D.Namane (1998) a utilisé un modèle plan rectangulaire (Figure 0-3). 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 est alors examinée.

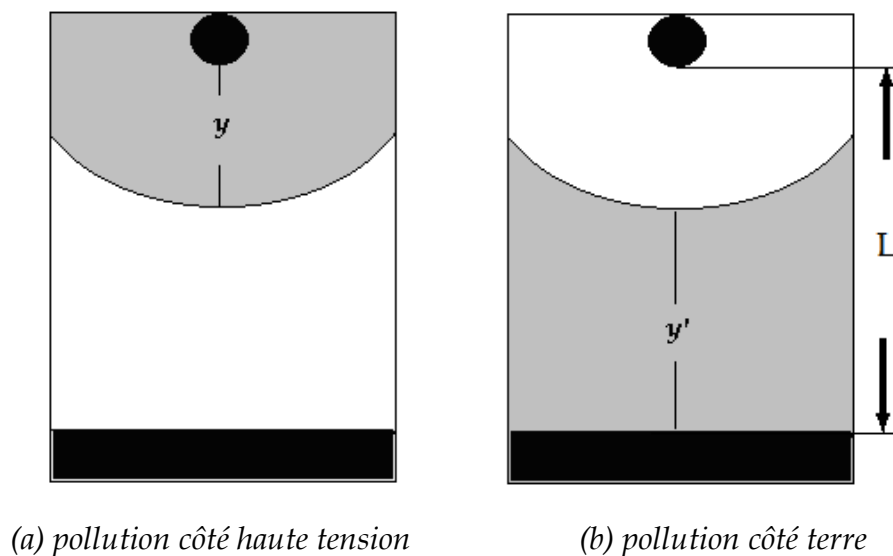


Figure 0-3. Modèle de D.Namane

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 le cas de la plaque propre, D.Namane a relevé la caractéristique courant-tension afin d'étudier son comportement.

Ces essais ont été effectués pour plusieurs niveaux de tension et ont permis de noter que 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. L'impédance obtenue est :

$$Z_0 = 4,24 \cdot 10^8 \ \Omega \quad [0-2]$$

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 (côté terre et côté haute tension). La fonction choisie, la plus proche des résultats expérimentaux est donnée par :

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

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 :  $4,24 \cdot 10^8 \ \Omega$ ,

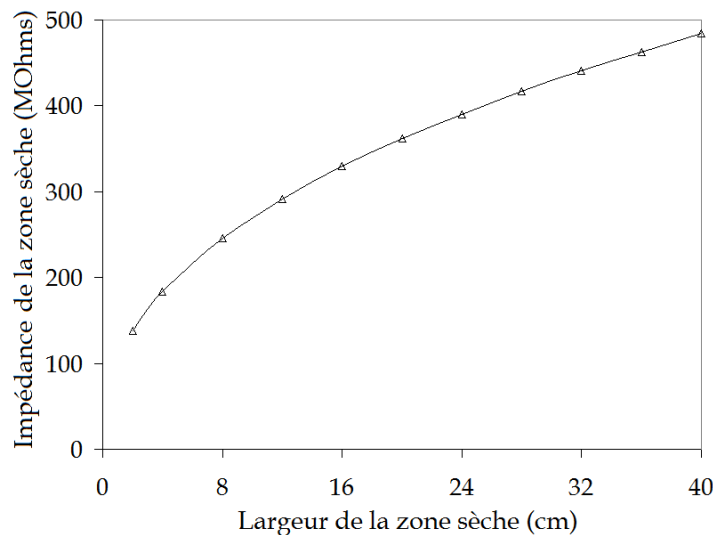
$L$  : distance inter-électrodes égale à 40 cm,

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

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

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

Exprimée en fonction de la zone sèche notée  $x$  ( $x=L-y$ ), nous présentons la caractéristique de l'impédance  $Z(x)$  obtenue (Figure 0-4), en remarquant que celle-ci présente une allure logarithmique.



**Figure 0-4.** Impédance de la zone sèche en fonction de sa largeur

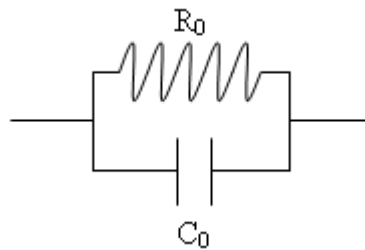
### 0-4-3-3 Modèles de M.Teguar

Le modèle utilisé par M.Teguar (2003) comprend deux électrodes planes, 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*

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  $90^\circ$ . L'impédance équivalente de la plaque propre possède, de ce fait, un caractère actif non négligeable. Par conséquent, le modèle électrique approprié de la plaque considérée assimile l'interface air-verre à une résistance  $R_0$  en parallèle avec une capacité  $C_0$  (Figure 0-4).



**Figure 0-4.** 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 :

$$R_0 = \frac{1}{2\pi\gamma_0 e} \ln\left(\frac{d+r}{r} + \sqrt{\left(\frac{d+r}{r}\right)^2 - 1}\right) = \frac{1}{\gamma_0 e} \frac{1}{f} \quad [0-5]$$

où  $r$  est le rayon de l'électrode cylindrique et  $e$  son épaisseur,  $\gamma_0$  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 :

$$f = \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{d+r}{r} + \sqrt{\left(\frac{d+r}{r}\right)^2 - 1}\right)} \quad [0-6]$$

La quantité  $\frac{1}{\gamma_0 e}$  étant considérée comme une résistance superficielle  $R_{0s}$  et comme

$\gamma_0$  est constante,  $R_{0s}$  est donc constante et donnée par l'expression suivante:

$$R_{0s} = \frac{1}{\gamma_0 e} = R_0 f \quad [0-7]$$

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:

$$C_0 = \epsilon e f \quad [0-8]$$

avec  $\epsilon$  la permittivité de l'interface air-verre.

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

$$C_{0s} = C_0 \frac{1}{f} \quad [0-9]$$

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  $\phi_0$  entre eux, car :

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{I_0}{U_0} \cos(\phi_0) + j \frac{I_0}{U_0} \sin(\phi_0) = \frac{1}{R_0} + j C_0 \omega \quad [0-10]$$

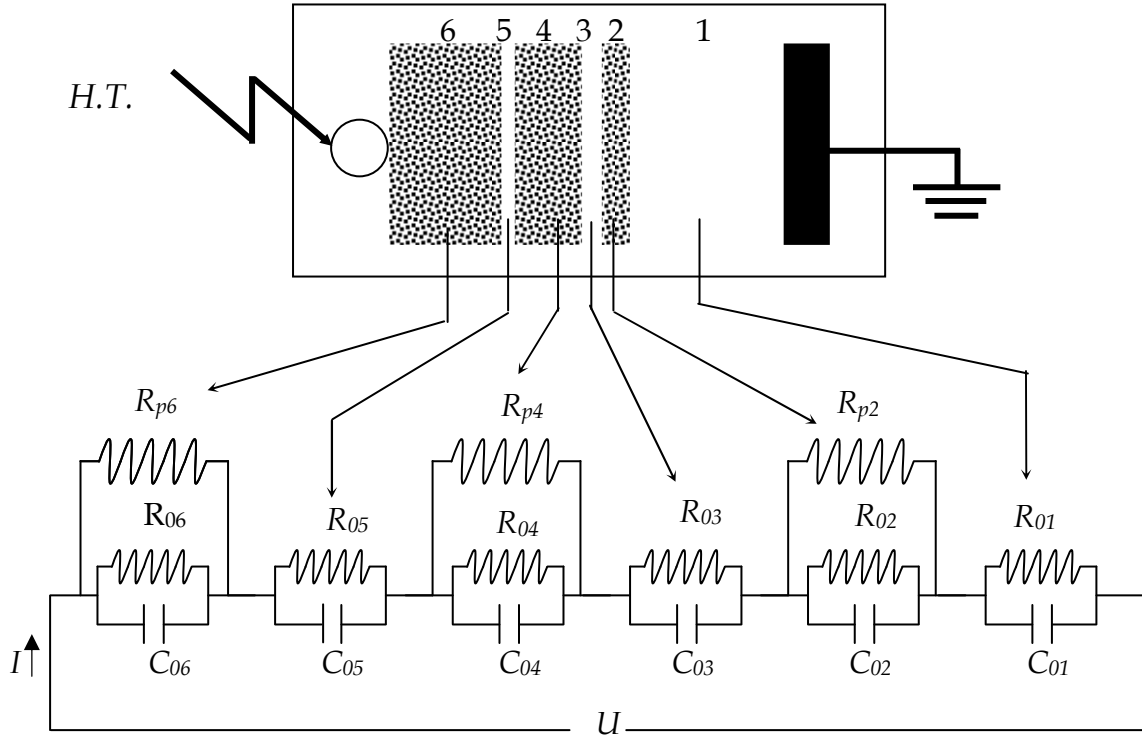
où  $Z_0$  est l'impédance équivalente entre électrodes de la plaque propre et  $\omega (=2\pi f, f=50 \text{ Hz})$  la pulsation. On obtient alors, après substitution:

$$\begin{cases} R_{0s} = \frac{U_0}{I_0 \cos(\phi_0)} f = \frac{|Z_0|}{\cos(\phi_0)} f \\ C_{0s} = \frac{I_0}{U_0 \omega} \sin(\phi_0) \frac{1}{f} = \frac{1}{|Z_0| \omega} \sin(\phi_0) \frac{1}{f} \end{cases} \quad [0-11]$$

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

- *Cas de pollution discontinue*

M.Teguar 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.



**Figure 0-5.** Circuit électrique équivalent du modèle de laboratoire selon Tegar

La figure 0-5 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.

Le fait que les couches polluantes possèdent des formes rectangulaires, l'expression de la résistance pour chaque bande polluée  $i$  peut être formulée par :

$$R_{pi} = R_{sp} \int_0^{L_i} \frac{dl}{b} = R_{sp} \frac{L_i}{b} = R_p f \frac{L_i}{b} \quad [0-12]$$

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.

### 0-5 Conclusion

Nous avons tenté, dans ce chapitre, de présenter très brièvement les différentes manières de traiter le problème de la modélisation des dispositifs isolants par les différents chercheurs. Aussi, afin d'apporter un éclairage nouveau, une vision tridimensionnelle d'un dispositif plan adopté est proposé dans le travail que nous présentons.

# *Chapitre I*

*Techniques et méthodologies  
expérimentales et numériques*

## **I-1 Introduction**

Une description du modèle plan adopté durant notre étude est effectuée dans ce chapitre. Des essais et mesures préliminaires sont présentés afin d'adopter la méthode appropriée à chaque grandeur.

En effet, la nature capacitive de l'isolant, lorsque la pollution présente une discontinuité (ce qui est le plus souvent le cas), donne lieu à un courant très peu sinusoïdal lorsque le réseau comporte des harmoniques. Aussi les méthodes de mesure de la capacité, ou du courant sont adoptées de manière à tenir compte de la présence de ces harmoniques.

Une présentation du code de calcul FEMM4 et quelques rappels de bases sont présentés, afin de les appliquer au modèle expérimental étudié.

## **I-2 Modèle plan expérimental et dispositifs de mesure**

Pour tous les essais, des plaques de diélectrique (verre ou plexiglas), de forme carrée de côté  $L$ , et d'épaisseur notée ( $e$ ) ont été utilisées (Figure I-1).

Des électrodes en papier aluminium (épaisseur négligeable), rectangulaires et identiques, ont été placées, à plusieurs distances ( $d$ ). Ces électrodes possédant une largeur ( $a$ ), et une longueur ( $D$ ) ont été arrondies de manière à éviter les décharges associées à l'effet de pointe.



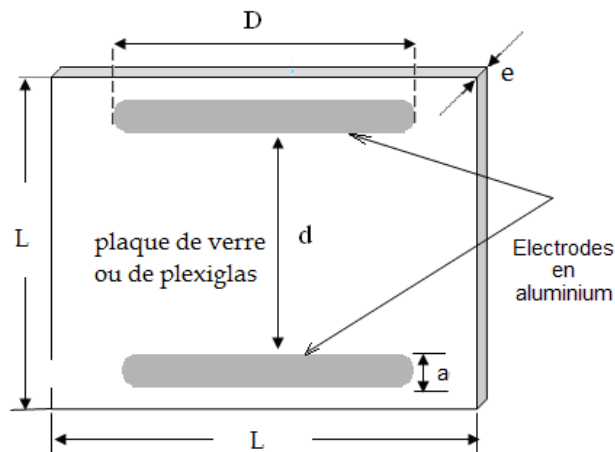


Figure I-1. Modèle expérimental

Le modèle ainsi adopté est soumis à une tension sinusoïdale, délivrée par un transformateur 0,5/300kV, 50Hz.

Ce dernier est alimenté par un autotransformateur de réglage 220/500V, permettant d'ajuster la tension à la valeur désirée (Figure I-2).

Il est à noter que le modèle utilisé est disposé horizontalement sur un support constitué de tubes en PVC, placés sur une table en bois, à une hauteur  $h$  du sol.

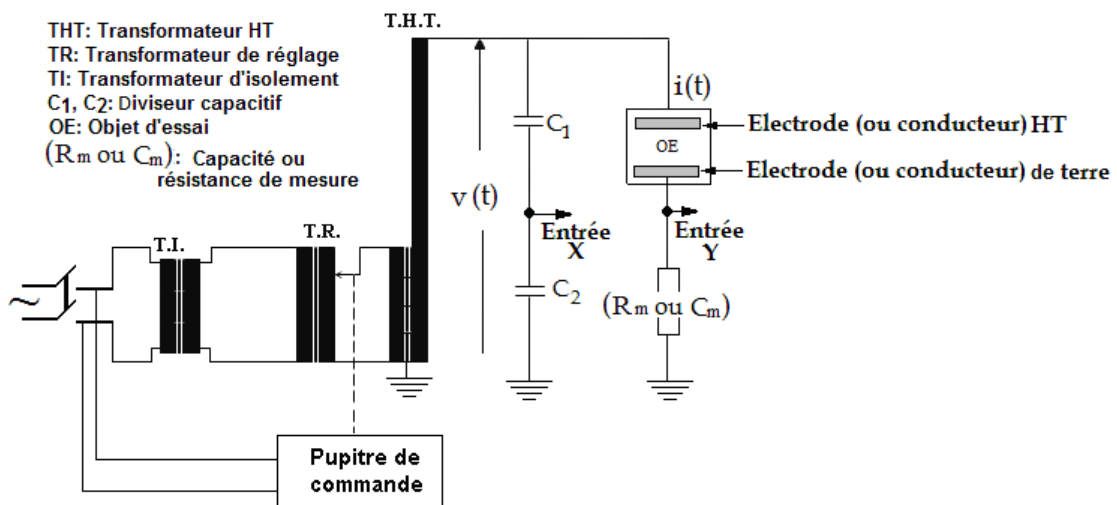


Figure I-2. Dispositif de mesure

### I-3 Méthodes de mesures

#### I-3-1 Mesure de la tension de contournement

La mesure de la tension de contournement permet non seulement de tester la tenue diélectrique du dispositif en fonction des différents paramètres, mais aussi de déterminer les paliers des tensions à appliquer, pour l'enregistrement du courant et de la charge. Pour ces derniers, nous nous sommes, dans tous les cas, limités à environ 50% de la tension de contournement.

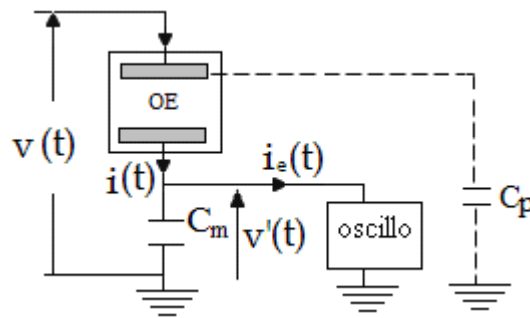
### I-3-2 Mesure de la capacité à partir de la charge

La mesure de la charge est effectuée à l'aide d'un oscilloscope digital, relié à une capacité de mesure  $C_m = 0,02\mu\text{F}$ , insérée entre le modèle et la terre (Figure I-3).

Etant donné que nous avons noté, durant tous les essais, un angle de pertes extrêmement faible, nous considérons que l'isolant se comporte comme une capacité  $C$  pure. De plus, Sachant que celle-ci est de l'ordre du picofarad (Namane et al., 2010), le choix de la valeur de  $C_m$  introduit une erreur systématique quasi nulle :

$$\frac{1}{C} \gg \frac{1}{C_m}$$

La capacité  $C$  illustre la quantité de charges reçue par l'oscilloscope via la borne mise à la terre. Les mesures se font selon le schéma équivalent de la figure I-4, les capacités parasites sont représentées par une seule capacité  $C_p$  placée en parallèle avec le dispositif. Les équations électriques associées à  $C$  sont donc indépendantes de  $C_p$ .



**Figure I-3.** Circuit de mesure par la méthode de la charge

OE : objet d'essais ;

$i(t)$  : courant de fuite associé à  $C$  ;

$C_m = 0,02\mu\text{F}$  : capacité de mesure de la charge ;

$v(t)$  : tension appliquée ;

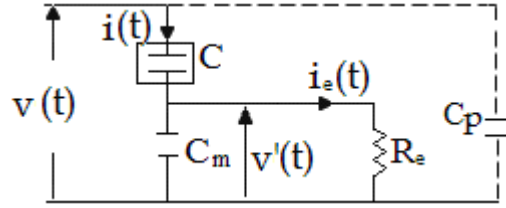
$v'(t)$  : tension visualisée sur l'oscilloscope, recueillie aux bornes de  $C_m$  ;

$i_e(t)$  : courant traversant l'oscilloscope ;

$R_e = 1\text{M}\Omega$  : résistance d'entrée de l'oscilloscope ;

$C_p$  : capacité parasite.

Comme l'utilisation d'une capacité de  $0,02\mu\text{F}$  nous conduit à une réactance relativement élevée à la fréquence de travail de  $50\text{Hz}$  ( $X_m = 1/C_m \omega \approx 160\text{k}\Omega$ ), nous avons calculé, pour les valeurs fondamentales des courants et tensions, l'erreur systématique introduite par l'oscilloscope. Le schéma équivalent associé devient, dans ces conditions :



**Figure I-4.** Schéma électrique du circuit de mesure

On note  $\bar{V}_1$ ,  $\bar{V}_1'$ ,  $\bar{I}_1$  et  $\bar{I}_{e1}$  les valeurs efficaces complexes des fondamentaux de  $v(t)$ ,  $v'(t)$ ,  $i(t)$  et  $i_e(t)$ . Aussi, nous appliquons les équations électriques en complexe, et, compte tenu de la valeur choisie de  $C_m$ , il vient :

$$\frac{1}{C} \gg \frac{1}{C_m} \rightarrow \bar{I}_1 \approx j\bar{V}_1 C \omega \quad [I-1]$$

où  $\omega = 100\pi$  : pulsation du fondamental, associée à la fréquence industrielle de 50Hz.

Or, la tension  $\bar{V}_1'$  s'écrit :

$$\bar{V}_1' = \frac{1}{jC_m \omega} [\bar{I}_1 - \bar{I}_{e1}] = \frac{1}{jC_m \omega} \left[ j\bar{V}_1 C \omega - \frac{\bar{V}_1'}{R_e} \right] \quad [I-2]$$

on peut en déduire la relation entre les deux tensions et la capacité apparente C:

$$\bar{V}_1' \left[ 1 + \frac{1}{jC_m R_e \omega} \right] = \frac{C}{C_m} \bar{V}_1 \Rightarrow C = C_m \frac{\bar{V}_1'}{\bar{V}_1} \left[ 1 - \frac{j}{C_m R_e \omega} \right] \quad [I-3]$$

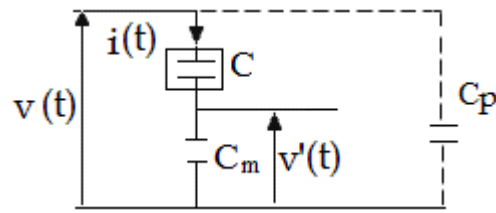
on obtient la capacité C :

$$C = C_m \frac{V_1'}{V_1} \sqrt{1 + \left( \frac{1}{R_e C_m \omega} \right)^2} = 1,01 C_m \frac{V_1'}{V_1} \approx C_m \frac{V_1'}{V_1} \quad [I-4]$$

Les calculs nous ont donc permis de conclure que la consommation de l'oscilloscope peut être négligée (1% d'erreur), pour la fréquence de 50Hz. Cette erreur est encore plus faible pour les autres harmoniques, de rang  $i$  puisqu'on aurait alors :

$$C = C_m \frac{V_i'}{V_i} \sqrt{1 + \left( \frac{1}{R_e C_m i \omega} \right)^2} \approx C_m \frac{V_i'}{V_i} \quad [I-5]$$

Comme la consommation de l'oscilloscope est négligeable, le schéma équivalent devient :



**Figure I-5.** Schéma électrique simplifié du circuit de mesure

On a donc, si  $Q(t)$  est la charge reçue à chaque instant, et puisque  $v(t) \gg v'(t)$  :

$$Q(t) = C_m v'(t) = C(v(t) - v'(t)) \approx C v(t) \Rightarrow C = C_m \frac{v'(t)}{v(t)} \quad [I-6]$$

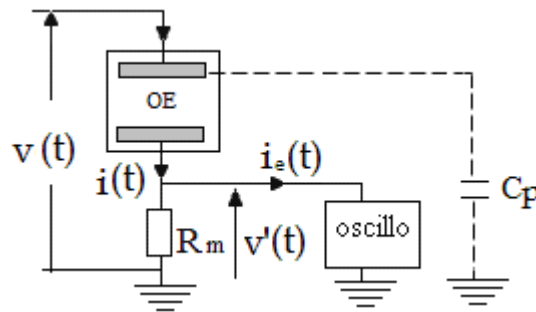
Puisque les tensions  $v'(t)$  et  $v(t)$  sont proportionnelles, on peut aussi écrire:

$$C = C_m \frac{V'}{V} \quad [I-7]$$

$V$  et  $V'$  étant les valeurs efficaces de  $v(t)$  et  $v'(t)$  (voir expression [I-12]).

### I-3-3 Mesure et visualisation du courant de fuite

Le circuit de mesure, basée sur la méthode résistive est présenté à la figure I-6. Il est semblable à celui déjà utilisé pour la méthode capacitive (Figure I-5) ; la capacité  $C_m$  est remplacée par une résistance  $R_m$ .



**Figure I-6.** Circuit de mesure par la méthode résistive

L'utilisation d'une résistance  $R_m = 1k\Omega \ll R_e = 1M\Omega$  permet de négliger la consommation de l'oscilloscope. De plus, comme la capacité  $C$  est de l'ordre du picofarad (Namane et al., 2010), l'insertion d'une résistance  $R_m$ , de l'ordre du  $k\Omega$  introduit une erreur systématique insignifiante ( $R_m \ll 1/C\omega$ ).

Cependant, cette méthode présente l'avantage de visualiser l'image du courant de fuite sur l'oscilloscope, puisque la relation, en valeurs instantanées, entre la tension  $v'(t)$  aux bornes de  $R_m$  et le courant de fuite  $i(t)$  s'écrit comme :

$$i(t) = \frac{v'(t)}{R_m R_e / (R_m + R_e)} \approx \frac{v'(t)}{R_m} \quad [I-8]$$

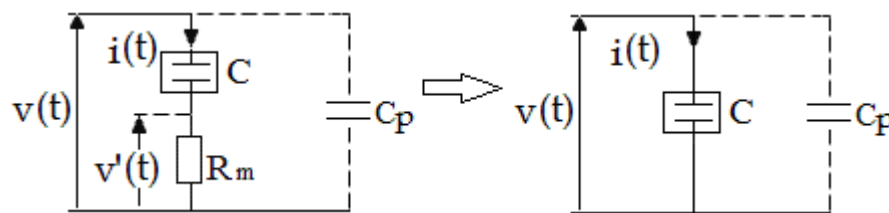
L'utilisation de l'oscilloscope permet donc de déduire directement, à partir de la lecture de  $V'$ , la valeur efficace du courant de fuite  $I$ , puisque :

$$I = \frac{V'}{R_m} \quad [I-9]$$

Toutefois, la valeur instantanée du courant, illustrée par celle de la tension  $v'(t)$ , dépend de deux facteurs :

- \* du taux d'harmoniques de la tension appliquée
- \* de la nature de l'isolant.

Le schéma équivalent se réduit en définitive à :



**Figure I-7.** Schéma électrique simplifié du circuit de mesure

Dans ces conditions, l'équation électrique associée s'écrit :

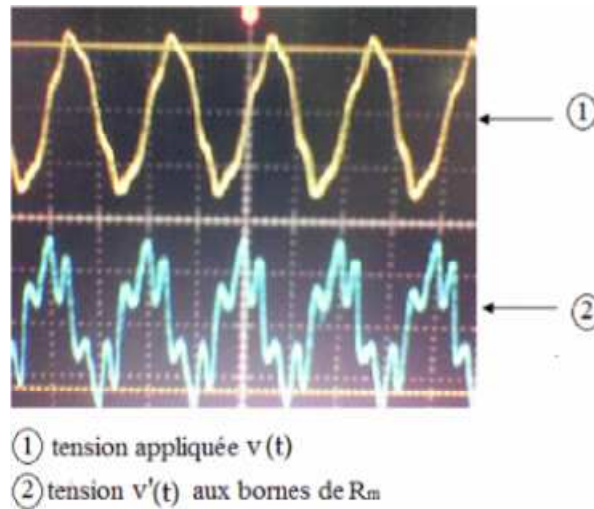
$$i(t) \approx C \frac{dv(t)}{dt} \quad [I-10]$$

Cette dernière expression montre que si la tension délivrée par le transformateur HT possède des harmoniques, le courant visualisé ne peut pas être sinusoïdal. Aussi, la valeur efficace relevée sur l'oscilloscope ne correspond pas à la valeur fondamentale attendue pour une alimentation dépourvue d'harmoniques. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés (paragraphe suivants) à l'impact de ces harmoniques sur les valeurs efficace relevées.

### **I-3-4 Visualisation du courant de fuite en utilisant la méthode résistive**

La valeur efficace  $V'$  de la tension  $v'(t)$  est accessible sur l'oscilloscope. Nous en déduisons le courant efficace à partir du rapport  $V'/R_m$ . La visualisation simultanée de  $v(t)$  et  $v'(t)$  est présentée sur la figure I-8.

Nous présentons les formes observées des signaux pour la plaque de verre et pour la tension de 20kV,  $d=12\text{cm}$ ,  $e=6\text{mm}$ , mais nous notons qu'elles sont pratiquement semblables pour les autres niveaux de tension et autres configurations. Une analyse par la méthode des séries de Fourier est proposée pour cette configuration.



**Figure I-8.** Signaux visualisés sur l'oscilloscope

Le signal  $v(t)$  illustre la tension délivrée par le transformateur haute tension, tandis que le signal  $v'(t)$  aux bornes de la résistance  $R_m$  représente l'image du courant de fuite.

Nous observons de visu que le signal du courant contient beaucoup d'harmoniques, par rapport au signal de la tension appliquée.

En effet, une légère distorsion de la sinusoïde de la tension délivrée au secondaire du transformateur d'essais HT est observée. Cette distorsion s'expliquerait non seulement du fait des harmoniques présents dans le réseau d'alimentation, mais également par la non linéarité (saturation) du circuit magnétique du transformateur haute tension (Aguet et al. , 1990).

Quant au courant relevé, nous notons que l'allure est très éloignée de la sinusoïde et trois pics importants sont observés, illustrant une forte composante harmonique.

Afin d'analyser les allures observées, nous proposons une analyse des deux signaux, par la méthode de série de Fourier. Il s'agit alors de décomposer les signaux périodiques en un certain nombre de sinusoïdes de fréquences différentes, comprenant entre autres, la sinusoïde à fréquence industrielle (le fondamental).

En effet, on montre qu'un signal périodique  $y(t)$  peut être décomposé en série de Fourier de la manière qui suit (Collombet et al, 1999):

$$y(t) = Y_0 + \sum_{i=1}^{n=\infty} Y_i \sqrt{2} \sin(2\pi i f t - \varphi_i) \quad [ I-11]$$

avec :

$i$  : rang de l'harmonique

$Y_0$  : amplitude de la composante continue ;

$Y_i$  : valeur efficace de la composante de rang  $i$  ;

$\varphi_i$  : déphasage de la composante harmonique ;

$f$  : fréquence du fondamental.

Les grandeurs harmoniques sont alors les composantes sinusoïdales de la variation de la grandeur physique, possédant une fréquence  $f_i$ , égale à  $i$  fois celle de la composante fondamentale,  $i$  étant le rang de l'harmonique.

Par ailleurs, il existe une relation entre la valeur efficace d'une grandeur non sinusoïdale et les valeurs efficaces de chaque composante harmonique :

$$Y = \sqrt{\sum_{i=1}^{\infty} Y_i^2} \quad [I-12]$$

Lorsque le signal se rapproche d'une sinusoïde, les coefficients  $Y_i$  harmoniques sont faibles et on a :  $Y \approx Y_1$ . Lorsque les harmoniques sont importants, on définit le coefficient de distorsion harmonique (CDH) comme étant :

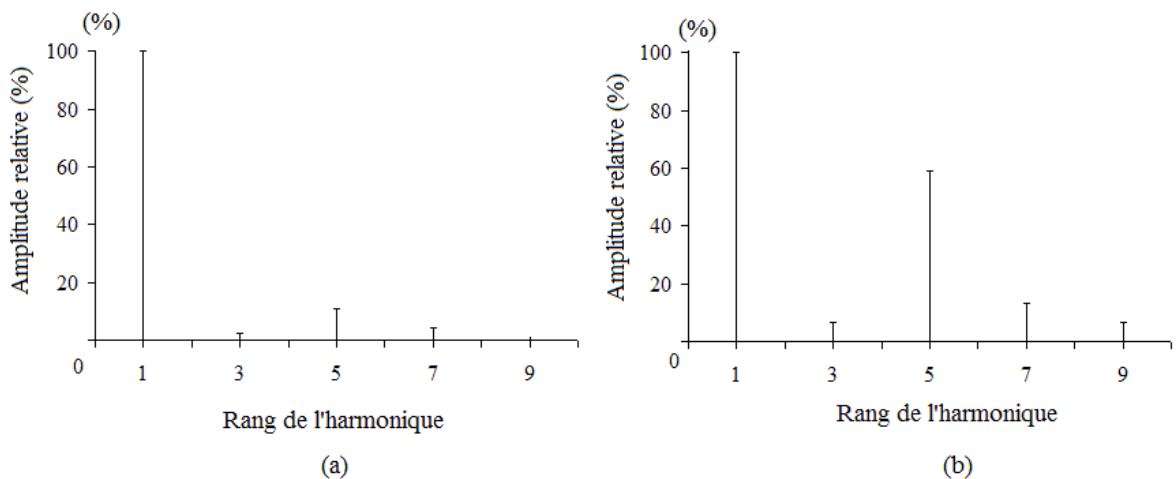
$$\text{CDH} = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} Y_i^2}}{Y_1} \quad [I-13]$$

On obtient alors une relation entre la valeur du fondamental et du CDH :

$$Y = Y_1 \sqrt{1 + \text{CDH}^2} \quad [I-14]$$

Le spectre de l'amplitude relative est alors défini comme étant l'histogramme donnant l'amplitude relative par rapport au fondamental de chaque harmonique.

Lors des essais préliminaires, une analyse spectrale des signaux  $v(t)$  et  $v'(t)$  a été donc effectuée, après avoir enregistré les données, pour évaluer le rang et l'amplitude des harmoniques les plus importants sur un intervalle de fréquence allant de 0 à 500Hz. Les résultats sont présentés en valeurs relatives par rapport au fondamental (Figure I-9).



**Figure I-9.** Spectre de l'amplitude relative - rang de l'harmonique  
(a) de la tension appliquée  $v(t)$  ; (b) de la tension  $v'(t)$  (image du courant)

Nous remarquons d'après la figure I-9 (a) l'absence d'harmoniques pairs, ce qui a déjà été constaté lors de travaux antérieurs (Teguar, 2003).

D'autre part, on note que le cinquième harmonique est le plus important pour le signal de la tension appliquée. Cependant, celui-ci ne dépasse pas les 11% de la tension fondamentale, tandis que les autres harmoniques (le 3<sup>e</sup> et le 7<sup>e</sup>) sont très faibles (de l'ordre de 2,17% et 4,34% respectivement).

Pour le signal du courant (Figure I-9 (b)), le cinquième harmonique reste toujours le plus important, mais avec un pourcentage beaucoup plus élevé (59%), par rapport à celui de la tension.

Les autres harmoniques d'ordre impair ( $i=3, 7, 9$ ) ont aussi des pourcentages respectifs relativement importants par rapport à ceux de la tension (6,5%, 14% et 7%). Des résultats similaires ont été trouvés par d'autres études (Teguar, 2003).

Afin de comprendre l'allure du signal du courant ainsi très déformée, nous avons reconstitué le signal de la tension appliquée et du courant de fuite (Figure I-10), à partir de la FFT (Transformée de Fourier rapide), en associant à chaque rang d'harmonique  $i$  la sinusoïde appropriée. Pour cela, nous avons procédé à la somme de toutes les sinusoïdes, sans tenir compte des déphasages  $\phi_i$ .

Puisque l'isolant possède un caractère capacitif, le courant est proportionnel à la dérivée de la tension appliquée par rapport au temps. Nous avons donc développé la tension en cosinus et le courant en sinus. Ainsi, nous avons, pour chaque rang d'harmonique :

$$\begin{cases} v_i(t) = V_i \sqrt{2} \sin(i\omega t) \\ i_i(t) = I_i \sqrt{2} \cos(i\omega t) \end{cases} \quad [I-15]$$

avec :

$V_i, I_i$  : Valeurs efficaces de l'harmonique et  $i$  : rang de l'harmonique  
et les expressions des tensions et courant s'écrivent :

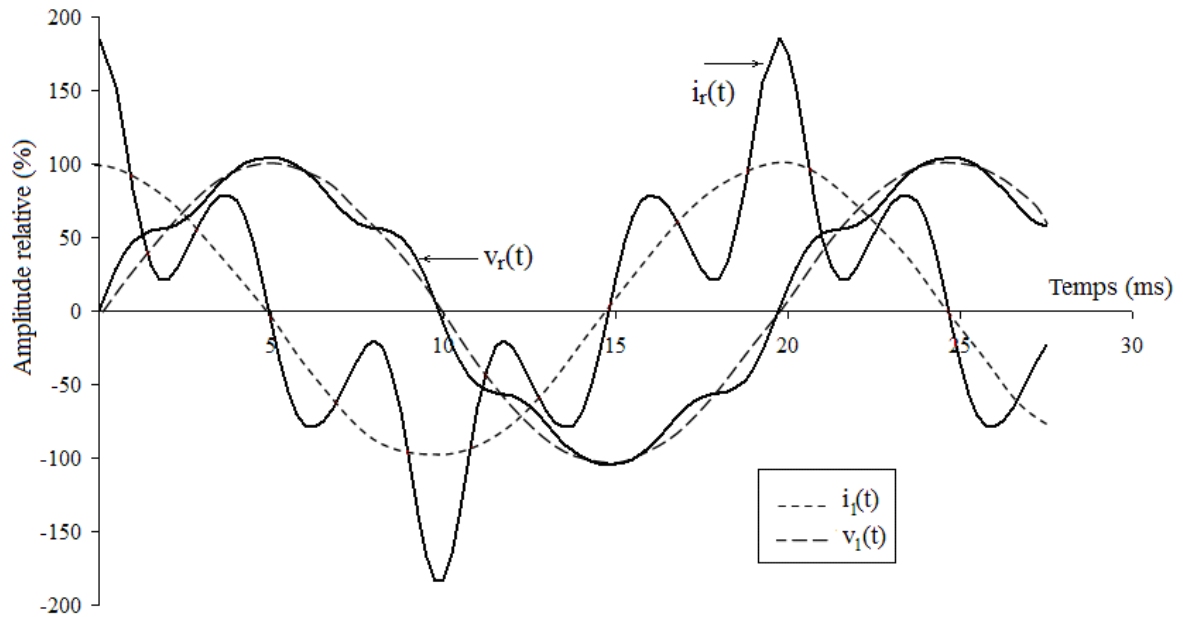
$$\begin{cases} v(t) = \sum_{i=1}^n v_i(t) \\ i(t) = \sum_{i=1}^{n'} i_i(t) \end{cases} \quad [I-16]$$

Nous avons donc procédé à la somme de chaque sinusoïde ( $i=1, 3, 5, 7$  et  $9$ ), en remplaçant les valeurs des amplitudes relatives de la tension et du courant à partir de la FFT, et reconstitué les signaux (Figure I-10) :

$$v_r(t) = \frac{\sum_{i=1}^9 V_i \sin(i\omega t)}{V_1} \quad i_r(t) = \frac{\sum_{i=1}^9 I_i \cos(i\omega t)}{I_1} \quad [I-17]$$

avec :  $\omega = 2\pi f = 100\pi$  : la pulsation à la fréquence industrielle  $f=50\text{Hz}$ .





**Figure I-10.** Formes de la tension appliquée et du courant reconstitués à partir de la FFT

Les courbes représentées en pointillé représentent les courants et tensions fondamentaux. Ceux-ci montrent bien que la tension reconstituée est très proche de la tension fondamentale. Par contre le courant est très déformé et comporte trois pics dont un est proche du double de l'amplitude fondamentale.

Afin de comprendre l'origine de ces grandes déformations, nous avons utilisé l'expression de la tension reconstituée à partir de la FFT, puis nous avons dérivé cette dernière par rapport au temps, afin d'illustrer le comportement capacitif de l'isolant.

La tension et le courant s'écrivent, en effet, si la tension  $v(t)$  comporte  $i$  harmoniques :

$$v(t) = \sqrt{2} \sum_{i=1}^n V_i \sin(i\omega t) \Rightarrow \quad [I-18]$$

$$i(t) = C \frac{dv(t)}{dt} = \omega \sqrt{2} C \sum_{i=1}^n i V_i \cos(i\omega t) = \sqrt{2} \sum_{i=1}^n I_i \cos(i\omega t)$$

On obtient donc :

$$I_i = V_i C i \omega \quad [I-19]$$

Nous en déduisons que la dérivation de la tension, illustrant le courant de fuite, conduit à multiplier chaque harmonique par son rang  $i$ . Nous obtenons, par conséquent, un signal où les harmoniques sont fortement amplifiés.

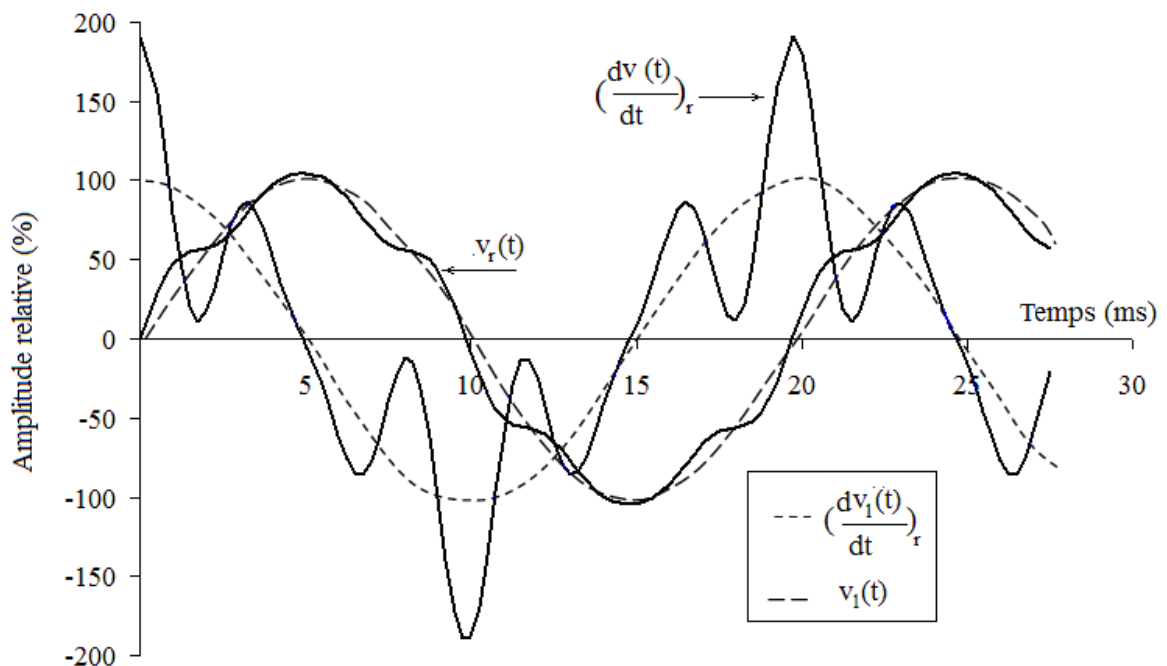
Nous avons donc tracé les deux caractéristiques correspondant aux valeurs relatives ainsi obtenues :

$$v_r(t) = \frac{\sum_{i=1}^9 V_i \sin(i\omega t)}{V_1} \quad \text{et} \quad \left( \frac{dv(t)}{dt} \right)_r = \frac{\sum_{i=1}^9 V_i i \cos(i\omega t)}{V_1} \quad [I-20]$$

Ainsi, la figure I-11 illustre la tension reconstituée et sa dérivée en valeurs relatives. Les caractéristiques montrent une similitude entre les deux approches, qui, finalement, montre que les pics obtenus sont dus au caractère capacitif de l'isolant, qui renforce fortement l'amplitude des harmoniques.

Aussi, même si la tension comporte peu d'harmoniques, la nature capacitive du modèle expérimental tend à les amplifier (Teguar, 2003, Collombet et al., 1999), de sorte que les allures des deux signaux sont très différents et la valeur efficace du courant mesuré, est toujours largement supérieure à la valeur efficace du fondamental.

Par contre, la valeur efficace de la tension mesurée peut être considérée comme étant celle du fondamental, puisque les deux courbes ( $v_1(t)$  et  $v_r(t)$ ) sont très proches.



**Figure I-11.** Formes de la tension reconstituée et sa dérivée en valeurs relatives

La figure I-12 illustre, le courant relatif obtenu par les deux méthodes, et où nous notons que la concordance est assez remarquable.

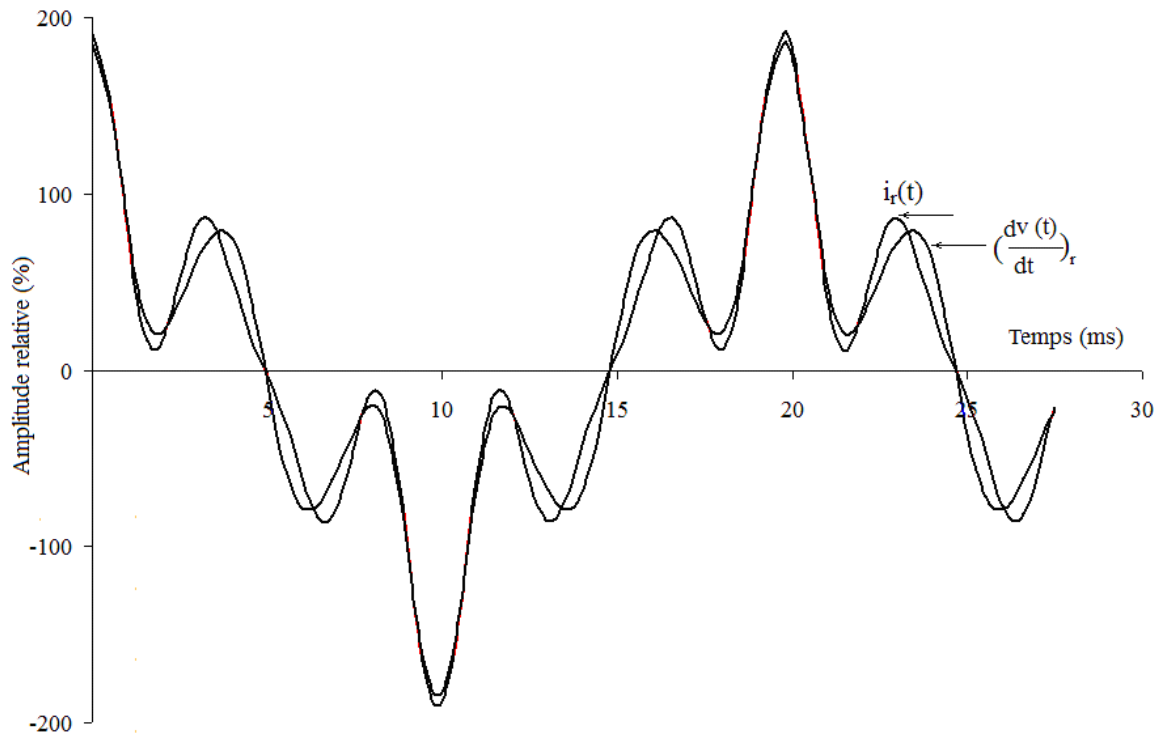
On note que courant efficace relevé prend en compte l'ensemble des courants harmoniques puisque nous avons:

$$I = \sqrt{\sum_{i=1}^n I_i^2} \quad [I-21]$$

Il peut aussi être exprimé en fonction du coefficient de distorsion harmonique:

$$CDH = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{\infty} I_i^2}}{I_1} \quad \text{avec} \quad I = I_1 \sqrt{1 + CDH^2} \quad [I-22]$$

Il faut donc s'attendre à un courant efficace relevé supérieur à celui qu'on aurait pu relever si la tension d'alimentation était dépourvue d'harmonique.



**Figure I-12.** Formes du courant de fuite reconstitué et la dérivée de la tension appliquée en valeurs relatives

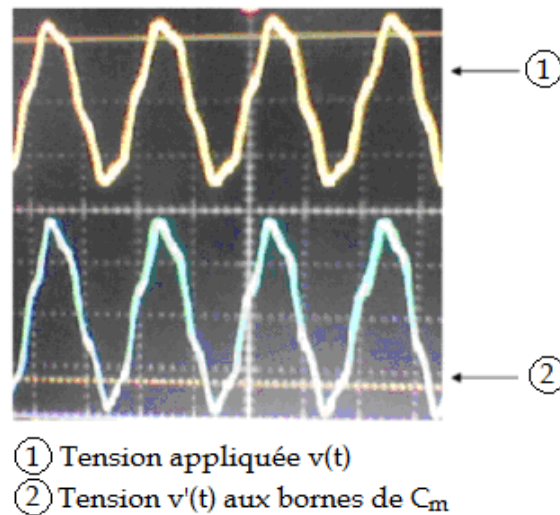
### I-3-5 Visualisation de la charge en utilisant la méthode capacitive

La même plaque de verre et les mêmes configurations sont adoptées ( $V=20\text{kV}$ ,  $d=12\text{cm}$ ,  $e=6\text{mm}$ ), avec une analyse par la méthode des séries de Fourier proposée.

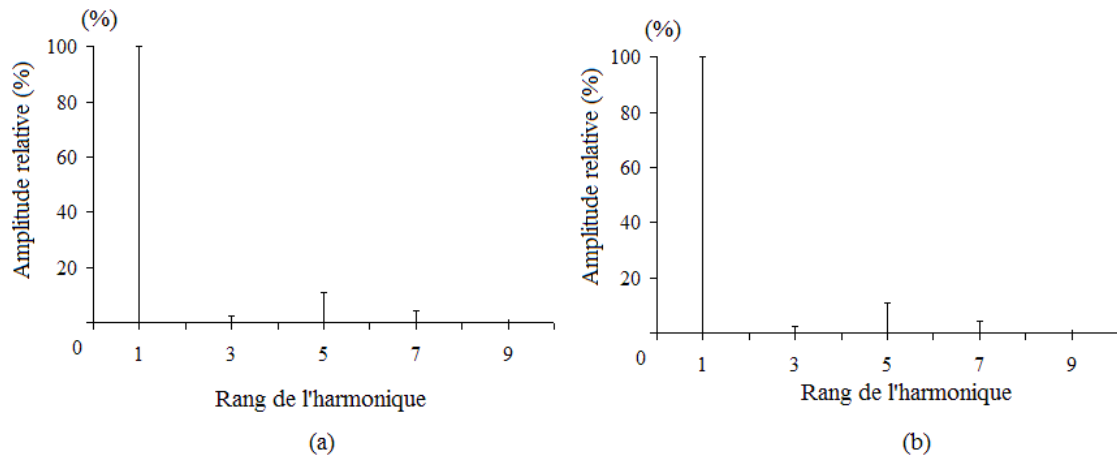
Les signaux visualisés  $v(t)$  et  $v'(t)$  (Figure I-13) sont totalement identiques et comportent peu d'harmoniques. Nous notons que  $v(t)$  et  $v'(t)$  sont en phase, ce qui confirme bien le caractère capacitif pratiquement pur du modèle.

La similitude des deux signaux confirme également le caractère linéaire de la capacité mesurée (proportionnalité entre  $Q$  et  $V$ ).

L'analyse spectrale est présentée sur la figure I-14. Les signaux analysés par la FFT montrent la parfaite concordance des taux d'harmoniques, dont le plus important (5<sup>e</sup> harmonique) ne dépasse pas les 11% du fondamental.



**Figure I-13.** Signaux visualisés sur l'oscilloscope



**Figure I-14.** Spectre de l'amplitude relative – rang de l'harmonique  
(a) de la tension appliquée  $v(t)$  ; (b) de la tension  $v'(t)$

Si on s'en tient à la valeur fondamentale de la tension  $v'(t)$ , nous pouvons évaluer sans grande erreur le courant fondamental à partir de la mesure de la charge. En effet, le taux de distorsion peut être établi :

$$CDH = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^n V'_n{}^2}}{V'_1} \approx 0,16 \quad [I-23]$$

On peut alors exprimer la relation entre  $V'$  et  $V'_1$  :

$$V' = V'_1 \sqrt{1 + CDH^2} = V'_1 \sqrt{1 + (0,16)^2} \approx 1,01V'_1 \quad [I-24]$$

L'erreur étant évaluée à 1%, on peut écrire :

$$V' \approx V'_1 \quad [I-25]$$

Par conséquent, le courant de fuite fondamental peut s'exprimer comme :

$$I_1 = C_m \omega V'_1 \approx C_m \omega V' = C \omega V \quad [I-26]$$

NB On peut aussi déduire de la mesure du courant efficace fondamental, l'impédance et la capacité associée :

$$Z = \frac{V}{I_1} \Rightarrow C = \frac{1}{Z\omega} \quad [I-27]$$

#### I-4 Mesures complémentaires

Afin de comparer les résultats d'essais à ceux obtenus par simulation, il est nécessaire d'avoir un ordre de grandeur de la permittivité des diélectriques en verre et en plexiglas utilisés. Pour cela, deux électrodes circulaires en aluminium de diamètre de 30cm, constituant ainsi les armatures d'un condensateur plan, ont été utilisées. Le condensateur circulaire obtenu est soumis à un niveau de tension suffisant pour pouvoir relever le courant correspondant dans les deux cas de figures:

- les armatures sont séparées par le verre (resp. plexiglas) qui possède une épaisseur de 6mm (resp. 8mm);
- les armatures sont séparées par l'air à la même épaisseur.

En effectuant le rapport des deux courants obtenus, il nous a été possible d'évaluer la permittivité relative du verre puis celle du plexiglas. Les résultats des mesures ont permis d'établir une permittivité relative d'environ 6 pour le verre, et de 2 pour le plexiglas. Ces résultats sont conformes à ceux donnés dans les ouvrages classiques d'électromagnétisme (Blajkine 1977 ; Margrain 1979).

#### I-5 Rappels de base d'électrostatique

Les isolateurs, qui entrent dans la composition des appareillages HT donnent lieu à une répartition complexe du champ électrostatique. En effet, ces dispositifs sont constitués le plus souvent des éléments air-diélectriques-conducteurs, où la complexité géométrique de l'ensemble ne facilite pas l'analyse du champ (Aydognmus, 2004).

La détermination des capacités de tels systèmes ne peuvent être analytiques du fait du parcours complexe des lignes de champ. Aussi, dans la plupart des cas, il est fait appel aux méthodes numériques.

##### I-5-1 Notions de bases sur les diélectriques

En fonction de son comportement moléculaire, on caractérise un milieu isolant par sa *permittivité*, notée  $\epsilon$  et qui illustre le rapport entre l'induction électrique  $\vec{D}$  et le champ  $\vec{E}$ , ainsi que sa *conductivité*, notée  $\gamma$ , qui exprime le rapport entre la densité du courant de conduction  $\vec{J}_c$  et le champ  $\vec{E}$ .

Si bien qu'on a les relations de bases:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad \text{et} \quad \vec{J}_c = \gamma \vec{E}$$

avec:

$\epsilon_0 = 8,84.10^{-12}$  F/m: permittivité du vide

$\epsilon_r$  : permittivité relative du matériau

$\gamma$  = conductivité du matériau en siemens par m (S/m), définie aussi comme étant l'inverse de la résistivité  $\rho$  du matériau :  $\gamma = 1/\rho$ .

Rappelons la relation entre la densité de courant  $\vec{J}_c$  et le courant de conduction  $I_c$ , à travers un conducteur de section  $S$  (Klachnikov, 1983):

$$I_c = \iint_S \vec{J}_c \cdot d\vec{S}$$

la permittivité absolue  $\epsilon$ , est lié à la polarisabilité du milieu.

Si on prend, par exemple, le cas simple d'un condensateur plan possédant une charge  $Q$  et  $-Q$  sur chacune des armatures, distantes de  $d$  (Figure I-15), la polarisation se manifeste par une diminution du champ global qui existait *avant* l'introduction du matériau. Cette diminution, due au champ dépolarisant du matériau, conduit à une diminution de la différence de potentiel  $\Delta V$  inter-armatures  $\Delta V = Ed$ .

Ceci a pour conséquence une augmentation de la capacité  $C=Q/\Delta V$  du condensateur. Il s'agit, dans cet exemple, d'une situation où les charges  $Q$  et  $-Q$  déposées sur chacune des armatures métalliques sont constantes.

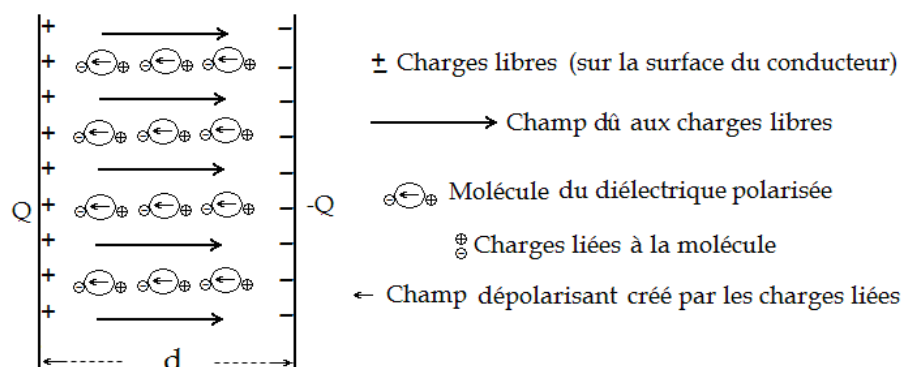


Figure I-15. Condensateur plan

Plus couramment, on peut imaginer que ce soit la tension  $\Delta V$  qui soit maintenue constante grâce à une source de tension.

La tension étant imposée, le champ résultant reste constant : cela se traduit par un apport plus important de charges fournies par la source sur la surface du conducteur lors de l'introduction du diélectrique : on voit bien que, dans ces conditions, la capacité  $C=Q/\Delta V$  est augmentée puisque  $\Delta V$  reste constant tandis que  $Q$  augmente.

Lorsque, pour une faible excitation, la polarisation est intense, cela signifie que la permittivité relative est élevée : cette propriété est utilisée pour réaliser des capacités de faible encombrement.

### I-5-2 Théorème de Gauss

Les équations de Maxwell, appliquées sous leur forme locale, conduisent le plus souvent à des équations différentielles qui, une fois résolues, permettent de connaître le champ électrostatique en tout point de l'espace.

Elles aboutissent, entre autre, à l'équation de Laplace, très largement appliquée dans les problèmes d'électrostatique. Cette dernière est issue du théorème de Gauss, qui exprime la non conservation du flux de l'induction électrique à travers une surface  $S$  fermée contenant des charges libres  $Q_{\text{int}}$  (Figure I-16). Les deux formes, différentielle et intégrale s'expriment comme:

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{\text{libre}} \quad \Leftrightarrow \quad \oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_{\text{int}}$$

$\rho_{\text{libre}}$  étant la densité de charges libres, et s'exprime comme :

$$Q_{\text{int}} = \iiint_{\tau} \rho_{\text{libre}} d\tau$$

### I-5-3 Equations de Laplace et de Poisson

Dans le cas des configurations pratiques des isolateurs réels, ou dans n'importe quelle situation où la structure géométrique est complexe, la forme intégrale est inapplicable. Il peut alors être intéressant de définir d'autres grandeurs électriques liées au champ électrique pour simplifier les calculs associés à des résolutions vectorielles.

Pour cela, on introduit la notion de potentiel scalaire  $V$ , lié au champ électrique par:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$$

Et en utilisant le théorème de Gauss on obtient également :

$$\text{div} \vec{E} = -\varepsilon \text{div} \overrightarrow{\text{grad}}(V) = -\varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} V = \rho \Rightarrow \Delta V = -\frac{\rho_{\text{libre}}}{\varepsilon} \quad (\text{Equation de Poisson})$$

En l'absence de charges, on établit :

$$\Delta V = 0 \quad (\text{Equation de Laplace})$$

Notons qu'il existe une infinité de solutions au potentiel  $V$  et il ne peut être défini qu'à une constante près. Il est alors d'usage de donner une valeur arbitraire (on choisit un potentiel nul, par exemple en un point ou une partie de l'espace) : la répartition du potentiel est alors définie par rapport à ce choix arbitraire.

Par contre il faut noter que la différence de potentiel et la répartition du champ électrique ne dépendent absolument pas de ce choix.

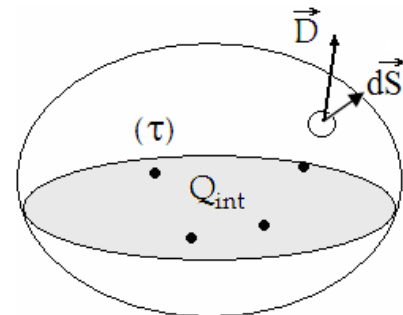


Figure I-16. Surface de Gauss

#### I-5-4 Conditions aux limites à la surface de séparation de deux milieux

Les équations de Maxwell permettent de déterminer la manière dont les champs se conservent (ou non) à l'interface de deux milieux présentant des propriétés diélectriques *différentes*. Il est alors d'usage de décomposer le champ électrique en deux composantes particulières : l'une tangente, et l'autre normale à la surface de séparation.

Pour établir les conditions aux limites du champ, on introduit en premier lieu la notion de densité superficielle de charge  $\sigma_s$ , qui suppose que l'espace qui contient les charges réelles est tellement mince (Figure I-17,  $\delta h \rightarrow 0$ ) que la répartition est quasiment surfacique.

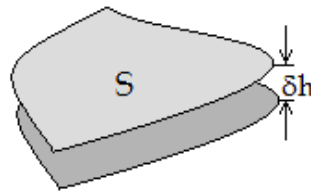


Figure I-17. Illustration de l'épaisseur  $\delta h$

La charge intérieure, compte tenu du schéma considéré, peut alors s'exprimer comme :

$$Q_{\text{int}} = \iiint_{\tau} \rho d\tau = \iint_S \rho \delta h dS = \iint_S \sigma_s dS$$

$\rho$  étant la densité volumique de charge.

La quantité  $\sigma_s = \rho \cdot \delta h$  est alors définie comme étant la *densité superficielle* de charge. Notons que la notion de densité surfacique de charge correspond à un modèle mathématique de distribution réelle de charges qui sont *toujours* volumiques. Si l'épaisseur de la distribution  $\delta h$  est suffisamment faible pour être négligée, on parle de distribution surfacique.

Ce procédé, associé aux équations de Maxwell, a permis de dégager des résultats importants à propos des conditions aux limites à la surface de séparation de deux milieux. Ces résultats concernent les composantes *tangentielles* et *normales* des champs électriques, à la surface de séparation des deux milieux.

On retiendra les deux résultats essentiels obtenus:

— **Discontinuité** de la composante normale de l'induction électrique  $\vec{D}$ , si la densité surfacique de charge  $\sigma_s$  est non nulle, à la surface de séparation de deux milieux :

$$D_{n1} - D_{n2} = \sigma_s$$

— **Continuité** de la composante tangentielle du champ électrique  $\vec{E}$  à la surface de séparation des deux milieux :

$$\vec{E}_{t1} - \vec{E}_{t2} = 0$$



### **I-5-5 Equations aux potentiels**

Il peut être utile d'établir les équations aux potentiels pour résoudre les problèmes comprenant plusieurs milieux. Même si les potentiels sont toujours déterminés à une constante près, il est bon de rappeler que, il y a *toujours* continuité des potentiels scalaires. On peut donc aboutir à une ou plusieurs équations supplémentaires permettant de résoudre un problème d'électrostatique.

### **I-5-6 Relation entre charges et capacités dans un système complexe (isolateurs HT)**

L'isolateur est constitué principalement d'un matériau isolant solide. Son identification passe par la connaissance de ses caractéristiques électriques, à savoir, particulièrement, sa capacité (et donc son impédance), en présence ou non d'agents polluants sur sa surface. Il s'agit alors d'une capacité *apparente*, vue de deux électrodes ou conducteurs. Celle-ci est liée à la charge totale induite sur un des conducteurs lorsqu'une ddp  $\Delta V$  est appliquée :

$$C = \frac{Q}{\Delta V}$$

Toutefois, la répartition des charges dépend de la forme des conducteurs, de leurs positions respectives, ainsi que du ou des milieux dans lesquels ils sont placés. Notons que la capacité  $C$  du condensateur est, théoriquement, indépendante de la ddp et de la charge : elle constitue seulement le facteur de proportionnalité (constant) entre les deux.

## **I-6 Simulation**

### **I-6-1 Utilisation du code de calcul FEMM4**

Dans les systèmes aussi complexes que ceux que l'on rencontre dans les isolateurs HT, les équations de bases présentées ci-dessus peuvent être appliquées, à partir de codes de calculs de champ puisque les méthodes analytiques habituellement utilisées pour les condensateurs classiques ne sont pas applicables.

Il est donc d'usage de passer par des méthodes numériques de calcul de champ, pour ensuite, identifier l'isolant à travers sa capacité.

Celle-ci peut être ainsi calculée dans le domaine de l'électrostatique, pour être utilisée en régime quasi stationnaire ( $f=50$  Hz).

Les progrès de l'informatique ont permis de développer des codes de calculs qui déterminent de façon assez précise la distribution du champ et du potentiel électriques.

Les méthodes numériques utilisées sont basées sur la résolution de l'équation de Laplace en imposant les conditions aux limites adaptées à chaque problème.

Dans tout le travail présenté, la simulation a été réalisée à l'aide d'un code de calcul à deux dimensions "FEMM 4.0" (Finite Element Magnetism Method) utilisant la méthode des éléments finis.

Le code de calcul de type 2D permet de visualiser en 'coupe' transversale le champ, l'induction ainsi que le potentiel en tout point à l'intérieur d'un contour choisi, avec des conditions aux limites adaptées.

Afin d'évaluer la précision du code de calcul, nous avons étudié deux modèles classiques auxquels nous avons appliqué les paramètres optimaux (conditions aux limites, dimensions des éléments de découpage des différentes régions,...) pour que l'erreur sur la valeur calculée soit minimale.

Le premier choix s'est porté sur un condensateur plan, le deuxième sur la ligne bifilaire. Les résultats exacts obtenus par le calcul analytique sont comparés avec ceux obtenus par simulation.

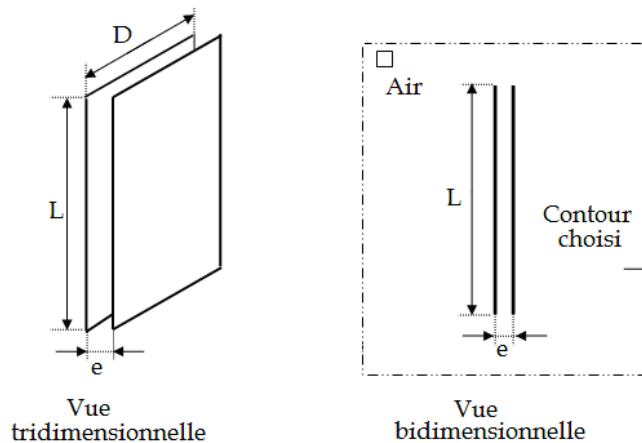
Notons que la capacité obtenue par simulation est calculée à partir du rapport entre la charge sur l'une des électrodes et la ddp injectée entre les deux conducteurs. Le calcul de la charge fait appel au théorème de gauss : choix d'un contour autour du conducteur et calcul du flux de l'induction à travers la surface choisie.

### I-6-2 Condensateur plan

L'expression analytique  $C_a$  de la capacité d'un condensateur plan, de surface  $L \times D$  et dont les armatures sont distantes de  $e$  et qui satisfait à la condition  $L$  et  $D \gg e$  (Figure I-18) est donné par (Klachnikov, 1983) :

:

$$C_a = \frac{\epsilon_0 LD}{e}$$



**Figure I-18.** Condensateur plan

En injectant les dimensions suivantes :  $D=100$  cm,  $L=20$  cm,  $e= 0,05$  cm, on obtient :

$$C_a \approx 3,542 \text{ nF}$$

On obtient, par simulation, en injectant les mêmes paramètres géométriques et en imposant une ddp de 1V :

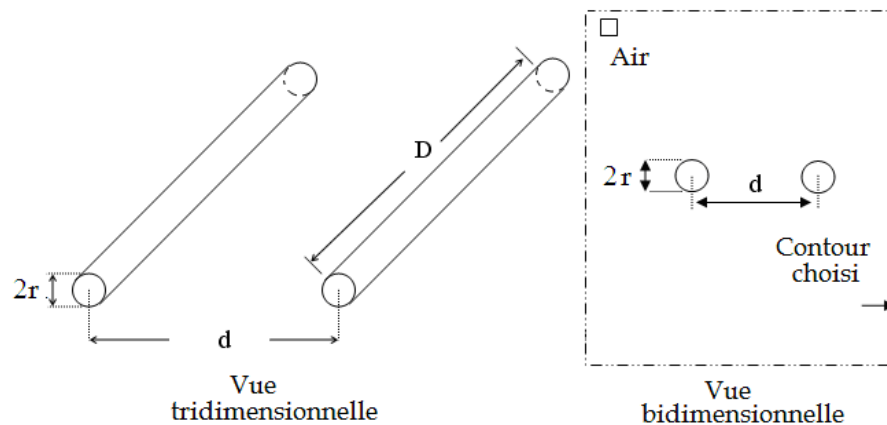
$$C_s \approx 3,579 \text{ nF}$$

Une différence de 1% est notée entre le deux résultats obtenus.

### I-6-3 Capacité de deux fils parallèles

L'expression analytique pour une ligne bifilaire illustrée sur la figure I-19 est donnée par (Klachnikov, 1983) :

$$C_a = \frac{\epsilon_0 \pi D}{\ln \frac{d}{r}}$$



**Figure I-19.** Ligne bifilaire

En prenant les dimensions suivantes :  $r = 0,5 \text{ cm}$ ,  $d = 15 \text{ cm}$ ,  $D = 50 \text{ cm}$ .

$$C_a \approx 4,089 \text{ pF}$$

On obtient, par simulation, en injectant les mêmes paramètres géométriques et en imposant une ddp de 1V :

$$C_s \approx 4,080 \text{ pF}$$

L'erreur notée est encore plus minime (0,2%).

Nous notons que les capacités obtenues par le code de calcul sont remarquablement proche de celles calculées théoriquement. Une meilleure précision pourrait être obtenue en augmentant le nombre d'éléments de découpage, mais même le maillage pris par défaut par le code de calcul donne déjà d'excellents résultats.

### I-6-4 Application au modèle plan expérimental

Parallèlement au travail expérimental, et afin d'analyser et d'interpréter les résultats expérimentaux, nous avons fait varier, par simulation, les mêmes paramètres géométriques que ceux adoptés au cours de l'expérimentation.

L'approche par simulation de notre modèle a été faite à l'aide du code de calcul FEMM 4.0 cité précédemment.

Nous effectuons l'hypothèse que la longueur  $D$  des électrodes est suffisamment élevée pour négliger les effets de bords ( $D \gg d$ ). Par conséquent, l'analyse du champ peut être effectuée sur une section plane du modèle.

Nous nous ramenons de ce fait à un modèle bidimensionnel, permettant l'utilisation du code de calcul (Figure I-20).

Un axe  $OX$  est choisi sur le modèle, dont l'origine peut être arbitrairement choisie (ci-dessous, par exemple, l'origine correspond au milieu de la plaque).

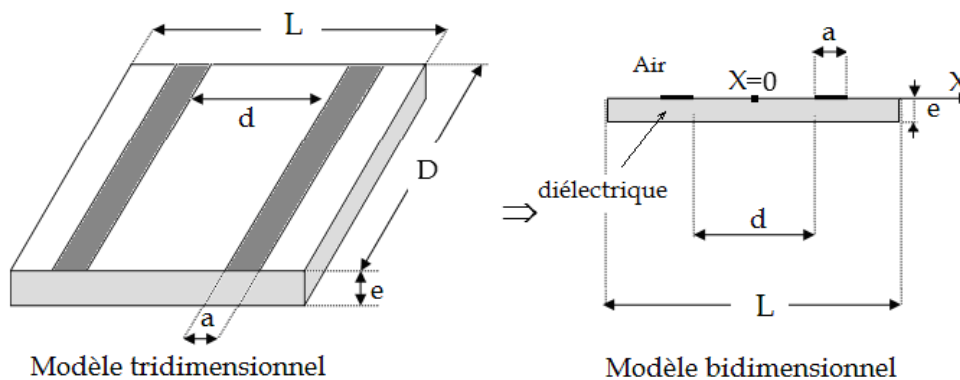


Figure I-20. Modèle simulé avec le choix de l'origine

Il est important de relever que le conducteur présente une double surface: la première que nous désignons par  $S_e$  'surface externe' (interface 1), en contact avec l'air et la deuxième que nous désignons par  $S_i$  'surface interne' (interface 2) en contact avec le matériau (Figure I-21).

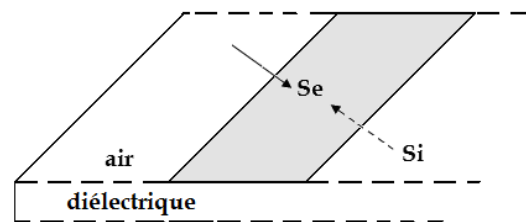


Figure I-21. Illustrations des surfaces  $S_e$  et  $S_i$

Nous définissons ainsi deux interfaces possibles associées à la surface de séparation des différents milieux:

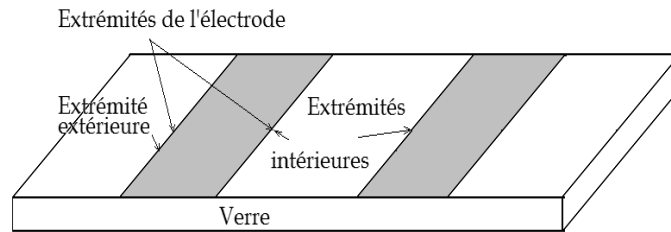
- *Interface 1*: Elle comprend l'interface air-diélectrique et la surface du conducteur exposée à l'air (interface conducteur-air).
- *Interface 2*: Elle comprend également l'interface air- diélectrique et la surface du conducteur collée sur la plaque (interface conducteur- diélectrique).

La composante normale de l'induction à la surface des conducteurs renseigne sur la distribution de la charge et permet donc d'établir les zones où le champ est maximal.

De plus, la charge totale permettant de déterminer la capacité, est répartie sur la surface totale du conducteur, à savoir sur les deux surfaces  $S_e$  et  $S_i$ . En intégrant sur toute la surface du conducteur, on peut donc déterminer la capacité du dispositif : celle-ci se détermine par le simple rapport charge/potentiel.

Il nous a paru plus simple d'imposer une tension de 1V, la charge  $Q$  calculée est alors égale à la capacité  $C$ : on peut en déduire la réactance (ou impédance) apparente associée à la fréquence industrielle. Ainsi, toutes les illustrations de la répartition des champs, sont établies pour la même tension (1V).

Il est à noter que chaque électrode possède deux extrémités : intérieure et extérieure, illustrées sur la figure I-22.



**Figure I-22.** Illustrations des extrémités des électrodes

Les contours d'intégration seront choisis en fonction de la prise en compte ou non d'éléments conducteurs autour du dispositif.

## I-7 Conclusion

Une description du modèle étudié ainsi que l'adoption des méthodes de mesures a été présentée dans ce chapitre préliminaire. De plus, quelques notions principales d'électrostatique ont été rappelées, pour être ensuite exploitées à l'aide du code de calcul FEMM utilisé dans notre étude.

# *Chapitre II*

*Analyse du modèle placé à une  
distance fixe du sol*

## **II-1 Introduction**

La valeur mesurée du courant de fuite sur un isolateur dépend de nombreux facteurs électro-géométriques et environnementaux. En effet, l'impédance présentée dépend fortement des dépôts polluants qui s'y accumulent progressivement. Cette impédance globale apparente peut être considérée comme étant le résultat de zones propres en série avec des zones polluées compte tenu de la discontinuité de la pollution. Une modélisation est alors proposée, en établissant un schéma électrique équivalent associé.

Cette modélisation tient compte des charges accumulées sur les électrodes et des lignes de champ qui y sont associées dans l'espace. Il est alors possible, compte tenu de l'analyse de la répartition de ces charges, d'expliquer, entre autre, l'allure logarithmique habituellement observée de l'impédance apparente en fonction de la distance inter-électrodes (Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Tegar et al., 2002 ; Tegar, 2003).

Une analyse de l'impédance présentée par le modèle plan élémentaire décrit au chapitre I est alors présentée. Celle-ci, comme nous le verrons, dépend d'un grand nombre de facteurs électro-géométriques. Il s'agira donc d'une impédance (capacité) 'vue' de deux électrodes, dont la dimension et la disposition sur l'isolateur influe sur la capacité apparente.

Une application au modèle expérimental de l'isolateur 1512L exploité dans la région électrique de Hassi R'mel, est envisagée. Ce modèle plan comprend un ensemble de zones propres en série avec des zones polluées.

L'étude du modèle plan élémentaire est ainsi étendue à l'isolateur 15 12L.

## II-2 Modèle plan élémentaire : paramètres d'étude

Plusieurs paramètres ont été variés durant les essais, excepté la distance au sol  $h$ , qui est restée constante et égale à 1m60 (Figure II-1). Nous avons choisi deux plaques de verre puis deux plaques de plexiglas avec les paramètres suivants:

- 1<sup>e</sup> plaque verre:  $a = 3\text{cm}$ ,  $L=50\text{cm}$ ,  $D=30\text{cm}$ ,  $e=4\text{mm}$
- 2<sup>e</sup> plaque verre:  $a = 3\text{cm}$ ,  $L=50\text{cm}$ ,  $D=30\text{cm}$ ,  $e=6\text{mm}$
- 3<sup>e</sup> plaque plexiglas:  $a = 3\text{cm}$ ,  $L=40\text{cm}$ ,  $D=30\text{cm}$ ,  $e=3\text{mm}$
- 4<sup>e</sup> plaque plexiglas:  $a = 3\text{cm}$ ,  $L=40\text{cm}$ ,  $D=30\text{cm}$ ,  $e=8\text{mm}$

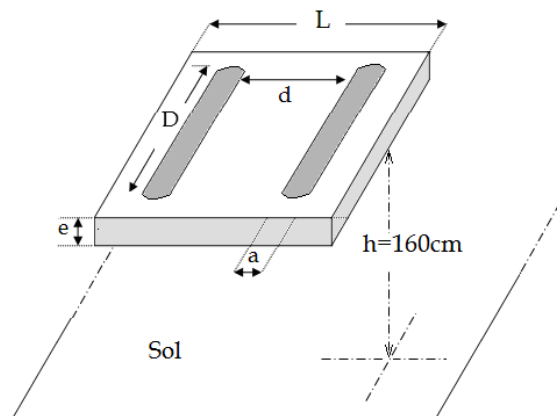


Figure II-1. Modèle étudié

Il s'agit alors d'analyser l'influence des paramètres suivants sur le comportement électrique de l'isolant:

- Distance inter-électrodes  $d$
- Epaisseur du matériau  $e$
- Permittivité du matériau  $\epsilon$

Nous présentons dans ce qui suit les résultats d'essais, analysés et complétés par une approche par simulation, qui permet entre autre, d'interpréter les résultats obtenus. Ces résultats concernent essentiellement la tension de contournement, le courant de fuite et la capacité mesurés.

## II-3 Tension de contournement

### II-3-1 Observations et simulations

Les observations expérimentales montrent que la décharge se fait dans l'air. Celle-ci s'amorce à partir d'une des extrémités intérieures des électrodes en aluminium. La décharge a alors tendance à aller vers l'autre électrode tout au long de la surface isolante, jusqu'à la mise en court-circuit de la haute tension avec la masse. Etant donné que l'arc ne s'amorce que dans les conditions où le champ maximal en un point donné devient critique, il nous a paru intéressant d'illustrer par simulation la répartition du champ pour une des configurations adoptée

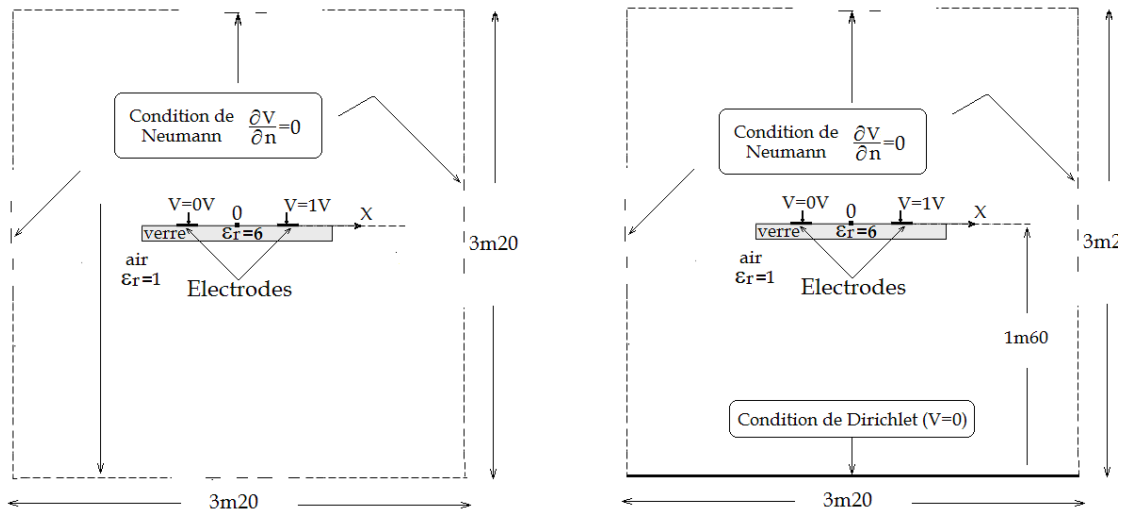


expérimentalement avec et prise en compte de l'influence du sol et ce pour le verre. A cet effet, nous avons choisi, pour la simulation, la configuration suivante :

$$\epsilon_r=6, a=3 \text{ cm}, e=6\text{mm}, d=12 \text{ cm}, D=30 \text{ cm}, L=50 \text{ cm}, V=1 \text{ Volt}.$$

Le choix des contours d'intégration est illustré sur la figure II-2 (le schéma est illustratif et non à l'échelle, pour plus de clarté). Ceux-ci sont représentés sur la figure avec prise en compte ou non de l'influence du sol, situé à 1m60 et où le potentiel imposé  $V$  (condition de Dirichlet) est de 0V.

Les autres contours sont choisis en appliquant à leurs surfaces respectives les conditions de Neumann (qui supposent les lignes de champs tangentielles à la surface, c'est-à-dire un champ normal à la surface égal à zéro  $\partial V/\partial n = 0$ ).

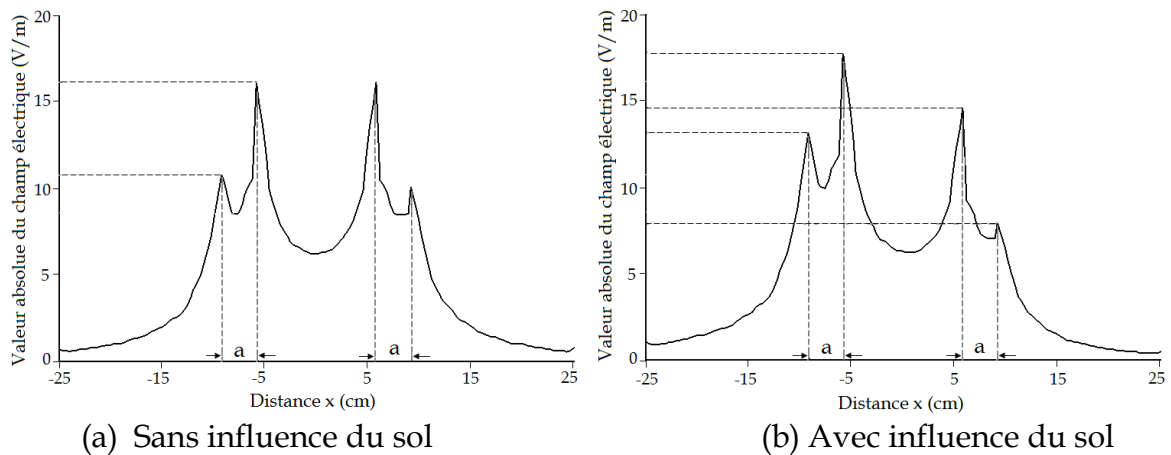


(a) : Sans influence du sol

(b) : Avec influence du sol

Figure II-2. Conditions aux limites

Nous avons tracé le champ dans les deux cas de figure, en fonction de  $x$ , suivant l'interface 1 comprenant la surface externe du conducteur (Figure II-3).



(a) Sans influence du sol

(b) Avec influence du sol

Figure II-3. Distribution du champ électrique avec et sans prise en compte de l'influence du sol ( $V=1\text{Volt}$ )

Nous observons que le champ est intense au voisinage des extrémités des électrodes, et ce, en raison d'une forte concentration de la charge dans cette région. Cette intensité est renforcée sur les extrémités intérieures qui se font face. Il s'agit d'un effet de 'pointe', résultant de l'épaisseur considérée comme nulle des électrodes. Cet effet de pointe, associé à l'effet de proximité des électrodes, conduit à un champ maximal autour des extrémités intérieures.

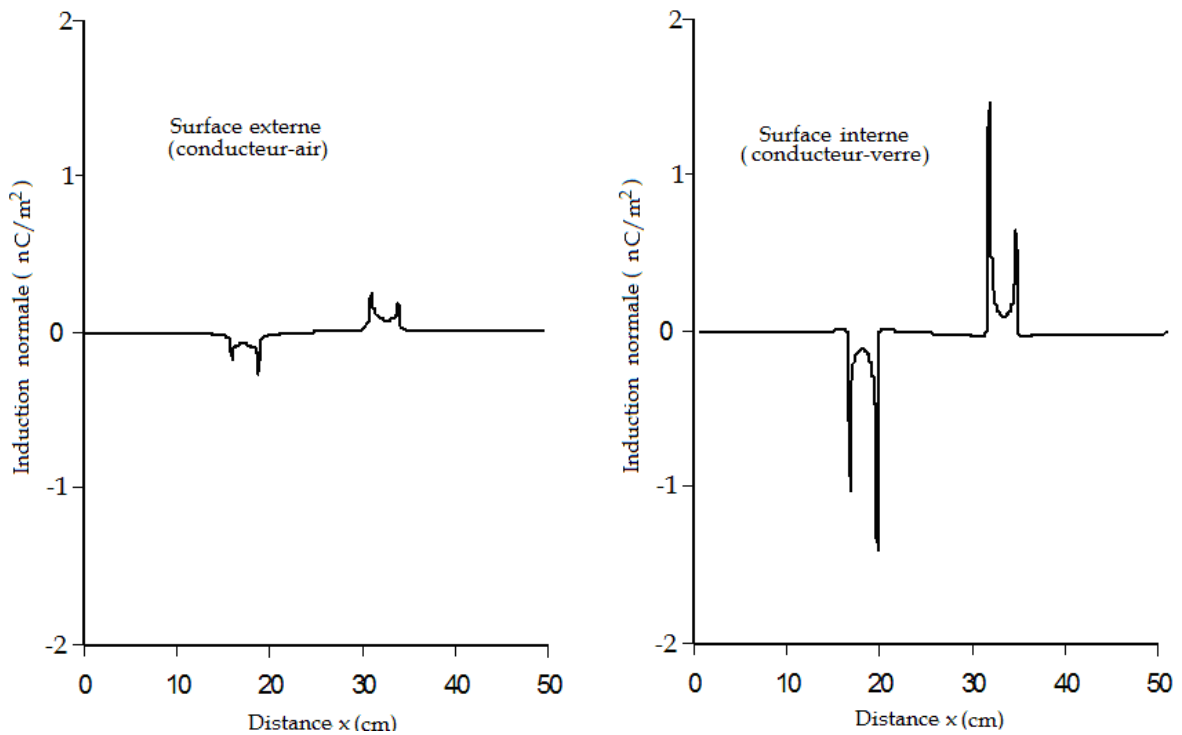
Nous en concluons que la décharge s'amorce nécessairement à partir des zones à champ maximal, c'est-à-dire à partir des extrémités intérieures qui se font face : ceci a, naturellement, toujours été vérifié expérimentalement (Namane et al, 2010).

Nous observons également que, si l'influence du sol est négligée (Figure II-3a), le champ est symétrique par rapport au plan central de la plaque, nous devrions donc avoir, à priori la même probabilité d'amorçage de la décharge que ce soit au niveau de l'électrode de terre ou l'électrode de haute tension.

Afin d'avoir une idée plus précise de la distribution de la charge sur les conducteurs, nous représentons sur la figure II-4 la composante normale de l'induction le long de l'axe Ox, avec les deux chemins possibles (pris en considération dans le logiciel), à savoir l'interface 1 et l'interface 2.

On observe que c'est sur les extrémités intérieures des conducteurs que la densité de charge est la plus importante. Par ailleurs, la concentration y est toujours plus importante sur la surface interne du conducteur (interface 2), eu égard à une permittivité plus élevée du matériau par rapport à l'air.

Notons également que puisque les charges induites sur l'interface 2 sont plus importantes que celles sur l'interface 1, l'existence d'un espace d'air (aussi mince soit-il) entre le conducteur et le matériau pourrait conduire, dans cette zone précise, à un champ encore plus intense. Des décharges précoces dans cet espace réduit, pourraient alors s'initier et mener au contournement.



**Figure II-4.** Induction normale sur les deux interfaces

Les caractéristiques présentées sur la figure II-4 ont été établies sans tenir compte de l'influence du sol.

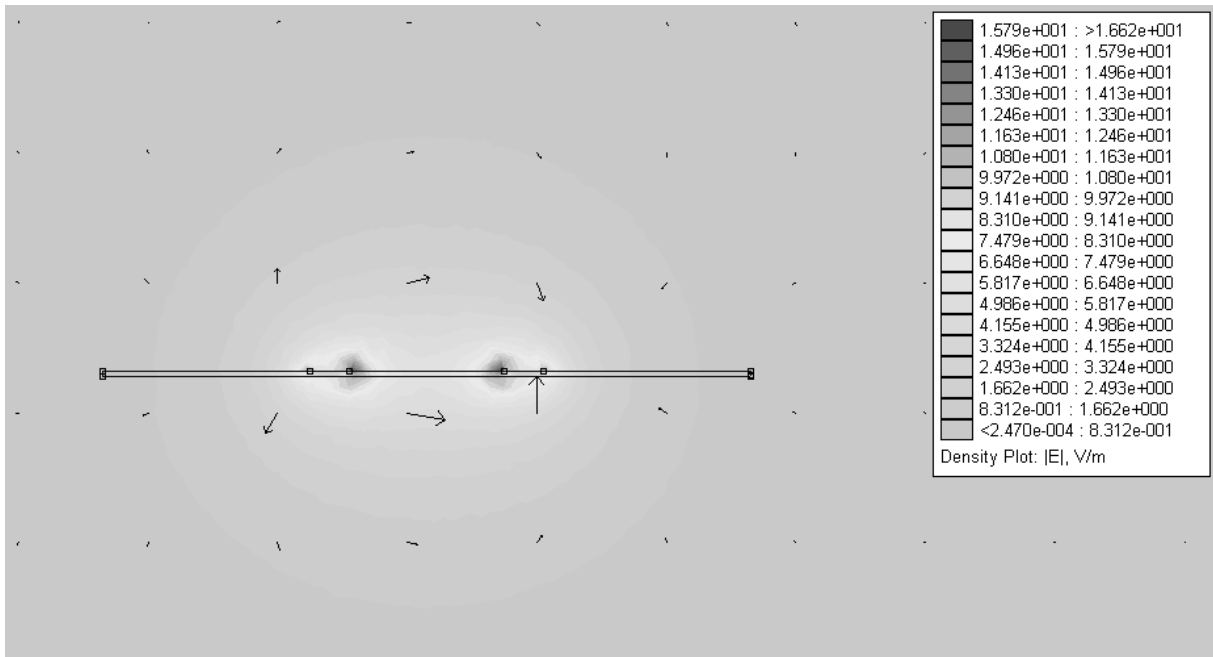
En prenant en considération l'influence du sol ( $V=0$  à  $1m60$  du dispositif, figure II-3b), nous constatons que le champ n'est plus symétrique. Il est plus intense autour de l'électrode de haute tension.

Aussi, la présence du sol renforce l'intensité du champ autour de l'électrode HT.

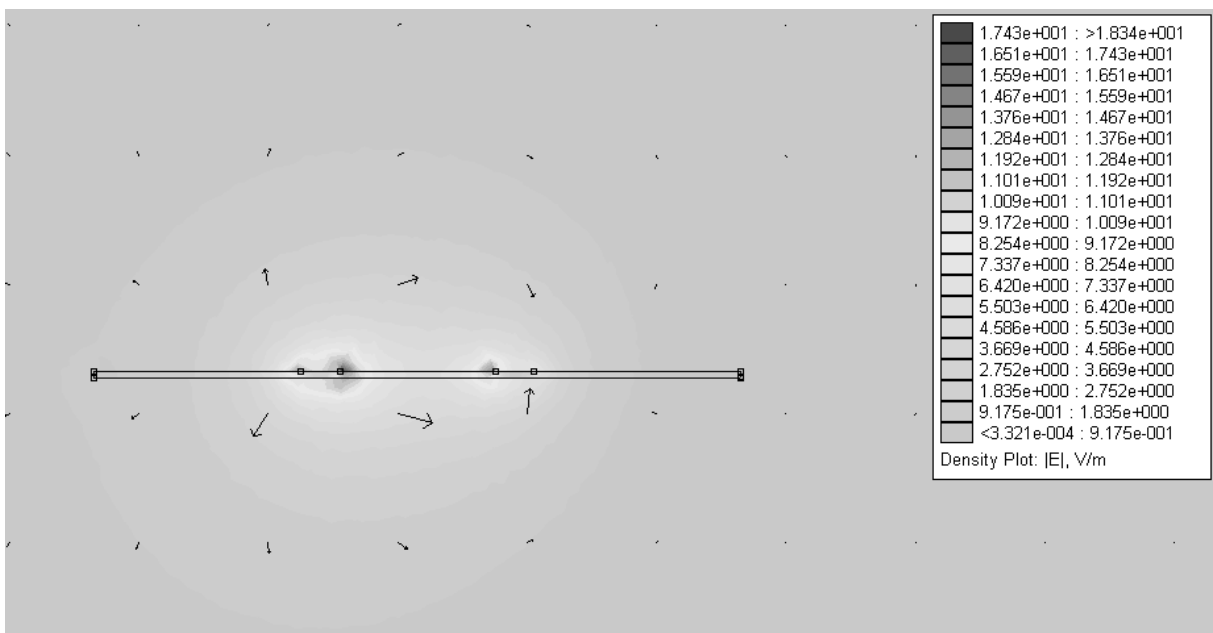
Il est donc probable que l'arc puisse être amorcé, de manière préférentielle, dans cette région de l'espace, ce qui a été souvent observé durant les essais.

Notons que les caractéristiques du champ de la figure II-3 présentées concernent l'interface air-verre, en prenant en compte la surface externe  $S_e$  des conducteurs.

Afin d'avoir une représentation plus étendue du champ électrique, nous avons visualisé avec le logiciel FEMM le champ électrique dans tout l'espace avec et sans influence du sol (Figure II-5).



(a) Sans influence du sol



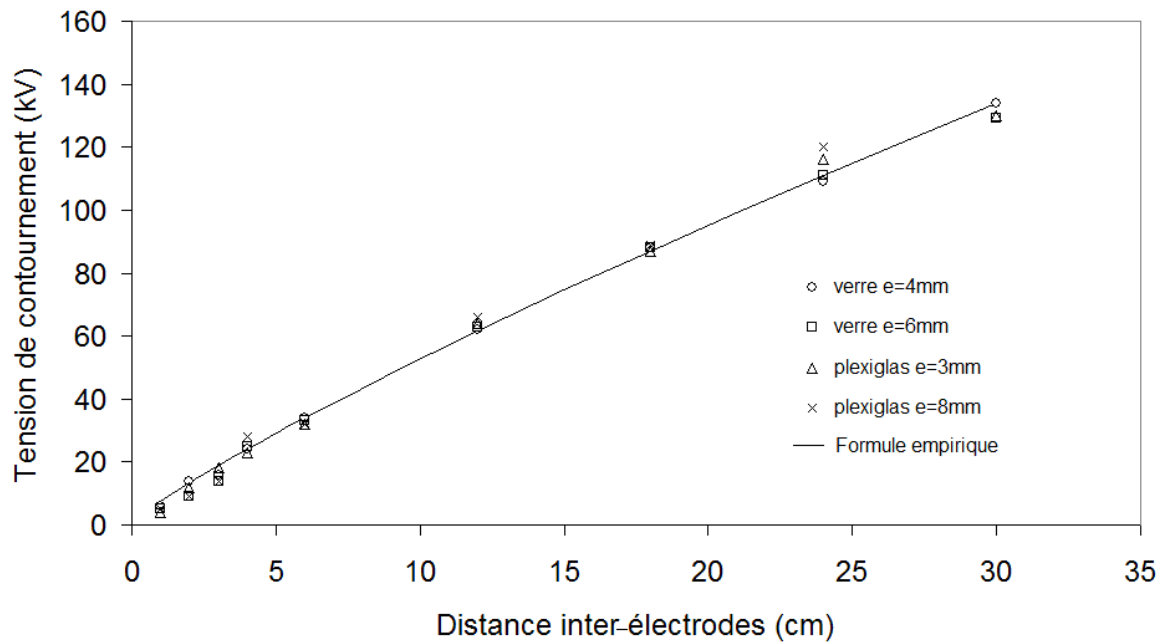
(b) Avec influence du sol

**Figure II-5.** Illustration de l'intensité du champ électrique

On observe que le champ dans l'espace est bien maximal autour des extrémités intérieures, et on note que la présence du sol renforce le champ autour de l'électrode intérieure HT.

### II-3-2 Résultats expérimentaux

La figure II-6 illustre la tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes respectivement dans le verre et dans le plexiglas pour différentes épaisseurs. L'analyse des courbes montre que l'augmentation de la distance inter-électrodes engendre évidemment l'accroissement de la tension de contournement. Les caractéristiques obtenues pour les deux matériaux sont pratiquement confondues. Ce qui montre que la tension de contournement n'est influencée ni par l'épaisseur de la plaque, ni par la nature du matériau.



**Figure II-6.** Tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes, pour différentes épaisseurs du verre et du plexiglas

Les caractéristiques relevées montrent aussi une variation quasi-linéaire de la tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes, pour les différents modèles et configurations utilisés. Cependant, toutes les caractéristiques ont une forme légèrement incurvée vers l'axe des abscisses, ce qui nous conduit à considérer que la courbe de tendance peut être exprimée par la formule empirique non linéaire suivante :

$$U_c = Ad^n \quad \text{[II-1]}$$

d : distance inter-électrodes (cm),

U : tension de contournement (kV<sub>eff</sub>),

A et n : constantes. Dans notre cas : A=7,44 et n=0,85.

## II-4 Courant de fuite

### II-4-1 Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus pour les différents paramètres adoptés. Nous avons choisi des tensions élevées, sans que cela conduise à la rupture diélectrique. Ainsi, les niveaux appliqués n'excèdent pas 50% de la tension de contournement de chaque configuration. Nous observons que, dans ces conditions, un effet couronne est audible pour les tensions les plus élevées.

Le courant de fuite réel visualisé comportant beaucoup d'harmoniques, nous avons opté pour le calcul du courant efficace à partir de la mesure de la charge (I-3-2).

Le courant relevé, de nature largement capacitif (très faible décalage entre les deux signaux  $v(t)$  et  $v'(t)$  voir paragraphe I-3-5), reste faible et ne dépasse pas quelques dizaines de micro ampères.

Le décalage observé entre les deux signaux correspond à l'angle de pertes  $\delta$  et est pratiquement constant, et dans tous les cas inférieur à  $10^\circ$ .

Pour montrer que le décalage correspond bien à l'angle  $\delta$ , on peut supposer en premier lieu que le modèle correspond à un schéma équivalent parallèle (Aguet, 1990) tenant compte de la composante résistive (Figure II-7).

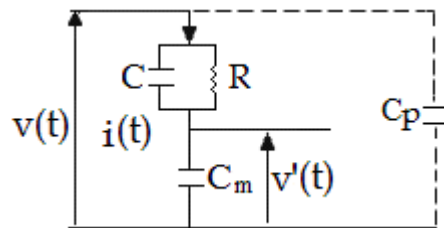


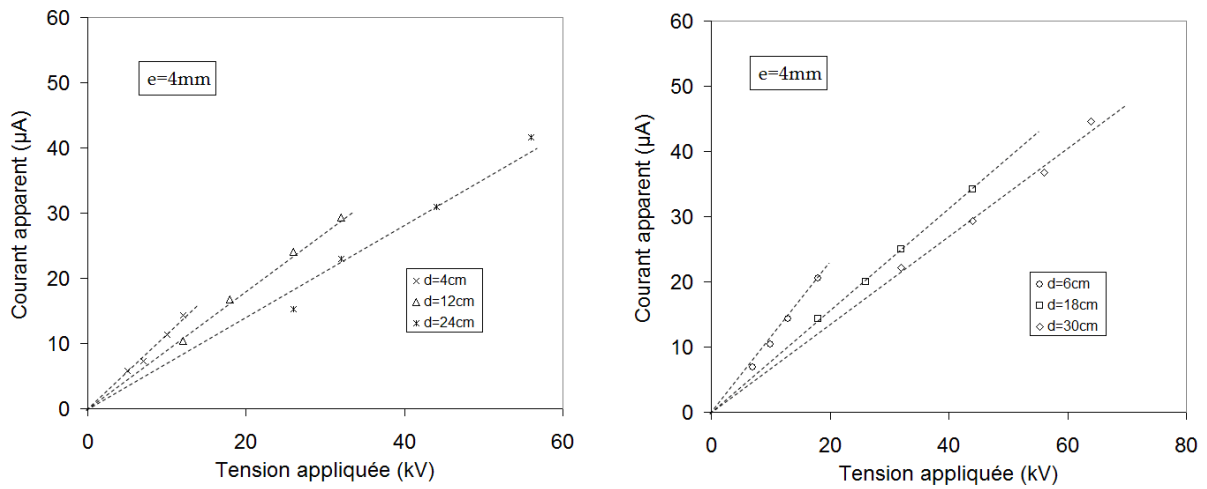
Figure II-7. Circuit parallèle équivalent

En négligeant les harmoniques, et puisque  $v(t) \gg v'(t)$ , on a, en complexe:

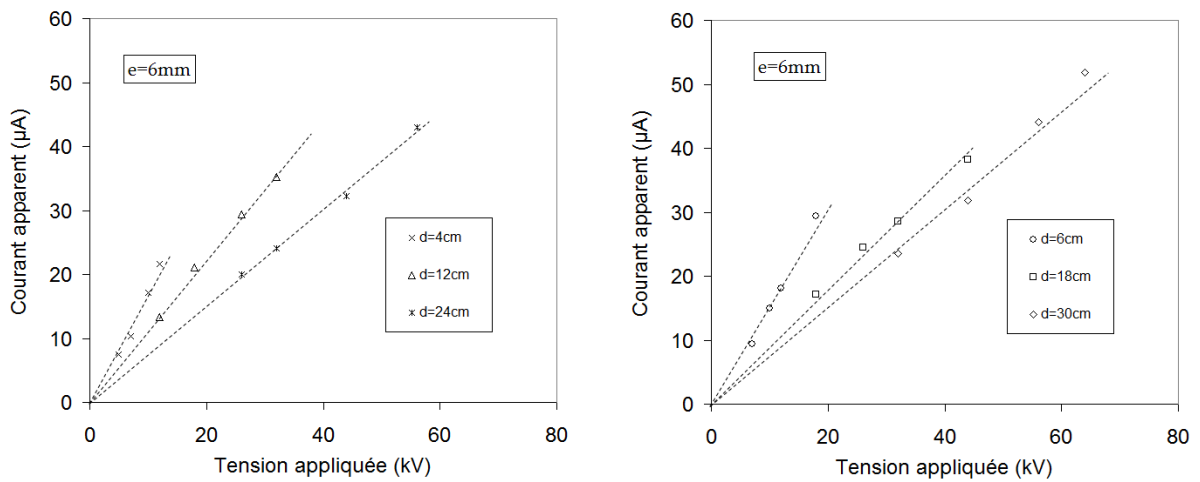
$$\bar{I} = C_m j\omega \bar{V}' \approx \frac{\bar{V}}{R} + C j\omega \bar{V} = \bar{V} \left( \frac{1}{R} + C j\omega \right) \Rightarrow \frac{\bar{V}'}{\bar{V}} = \frac{1}{jRC_m \omega} + \frac{C}{C_m} \Rightarrow \text{tg} \delta = \frac{1}{RC\omega} \quad [\text{II-2}]$$

Le décalage entre  $v(t)$  et  $v'(t)$  correspond donc bien à l'angle de pertes de l'isolant.

Les figures II-8 et II-9 illustrent la variation de la valeur efficace du courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour différentes distances inter-électrodes, et pour les deux épaisseurs 4 et 6 mm pour le verre et, 3 et 8 mm pour le plexiglas.

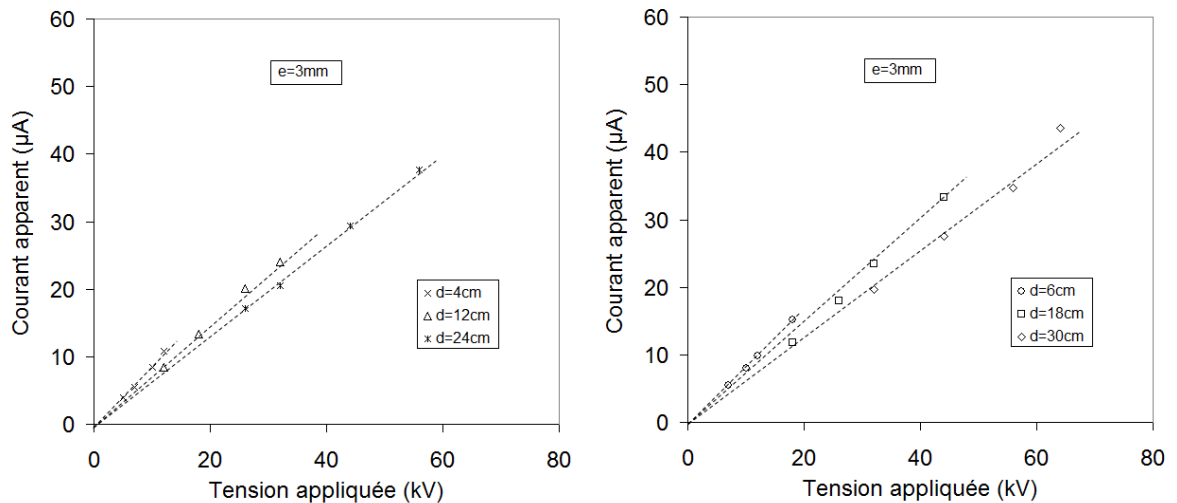
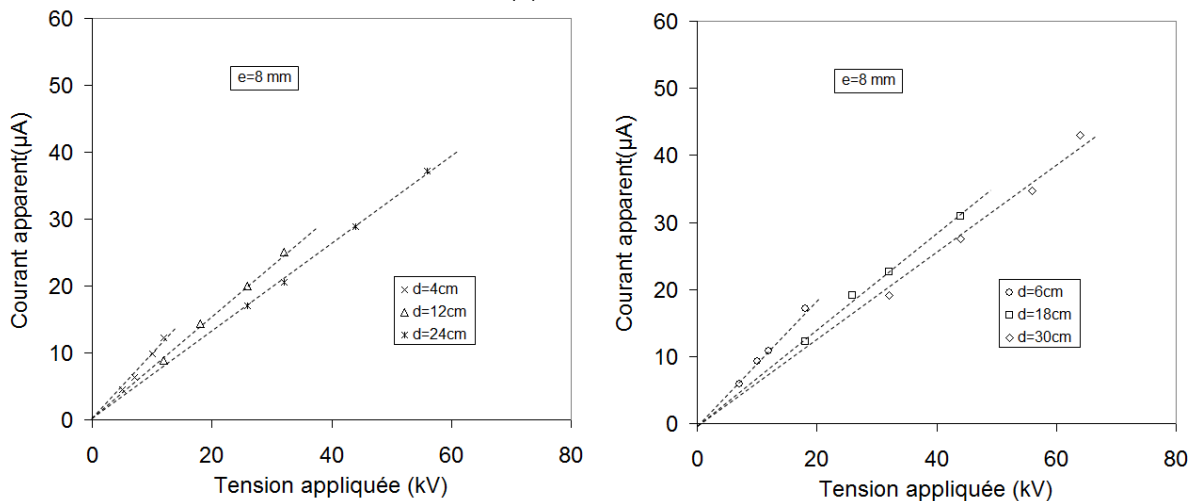


(a)  $e=4\text{mm}$



(b)  $e=6\text{mm}$

**Figure II-8.** Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du verre

(a)  $e=3\text{mm}$ (b)  $e=8\text{mm}$ **Figure II-9.** Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du plexiglas**II-4-2 Influence de la tension appliquée**

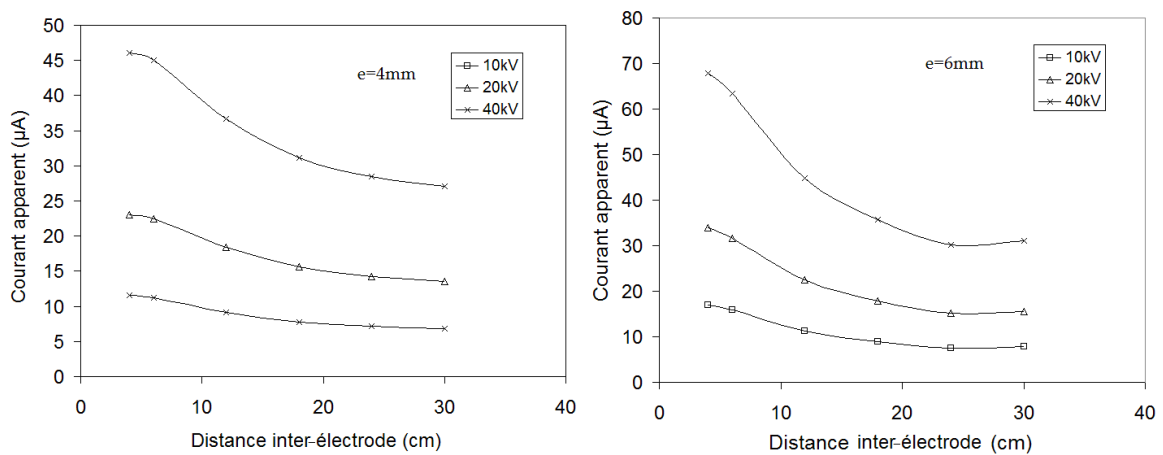
Nous observons sur les figures 8 et 9 que les points expérimentaux sont distribués de manière quasi linéaire autour de droites passant par l'origine, dont les pentes illustrent l'admittance moyenne associée à chaque configuration.

A partir du moment où la pente varie très peu avec la tension appliquée, il est possible d'approximer l'ensemble des caractéristiques à des droites passant par l'origine (droites en pointillé).

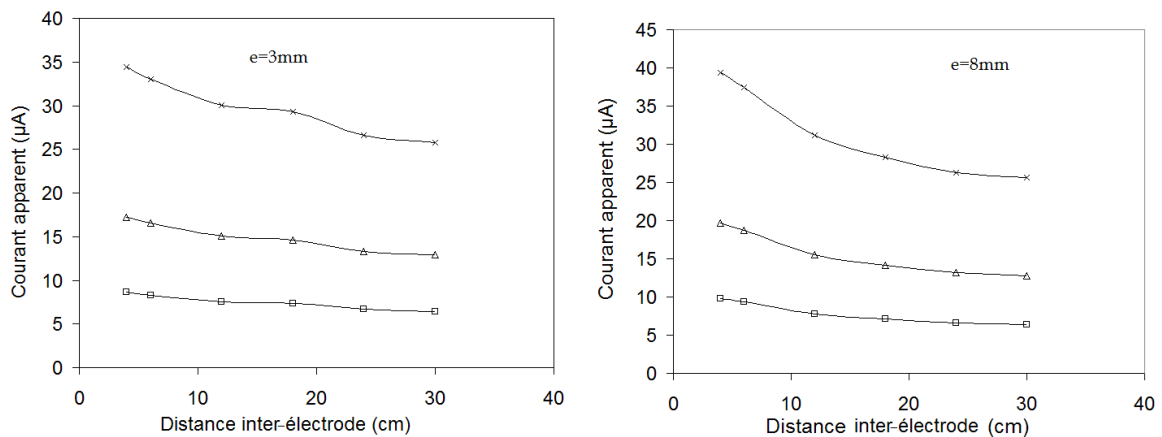


### II-4-3 Influence de la distance inter-électrodes

Les caractéristiques présentées sur la figure II-10 (a et b) illustrent le courant apparent en fonction de la distance inter-électrodes, dans le cas du verre et du plexiglas, pour trois niveaux de tensions (10, 20, 40 kV). Nous remarquons que le courant apparent, pour un niveau de tension donné, diminue en augmentant la distance inter-électrodes, jusqu'à se stabiliser pour les plus grandes distances inter-électrodes ( $d > 15$  cm).



(a) Dans le cas du verre



(a) Dans le cas du plexiglas

**Figure II-10.** Courant apparent en fonction de la distance inter-électrodes, pour trois niveaux de tensions 10, 20 et 40 kV

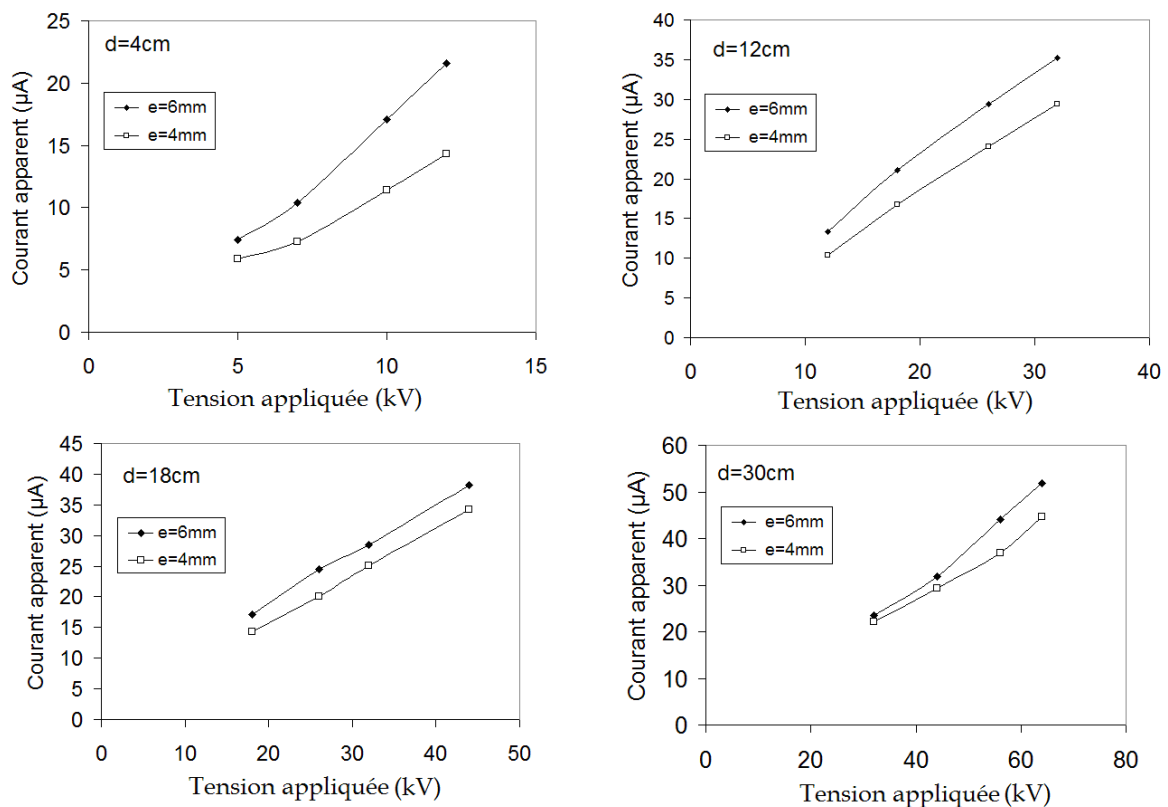
Le courant étant largement de nature capacitive, on peut en déduire qu'il est illustré par la quantité de charges induites sur le conducteur (Electrode Terre où la mesure est effectuée). Il est clair que si on augmente la distance inter-électrodes, la

quantité de charges induites sur la surface totale de chaque conducteur, pour une tension donnée, diminue. Cependant, étant donné la complexité de la répartition de ces charges, le courant apparent évolue de façon à ce que la diminution du courant ne se fait pas dans les mêmes proportions que l'accroissement de la distance inter-électrodes. Il en résulte, ainsi que nous le verrons au paragraphe II-V, que l'impédance apparente progresse de manière non linéaire en fonction de la distance inter-électrodes : si on double cette dernière, l'impédance présentée n'augmente pas avec le même rapport.

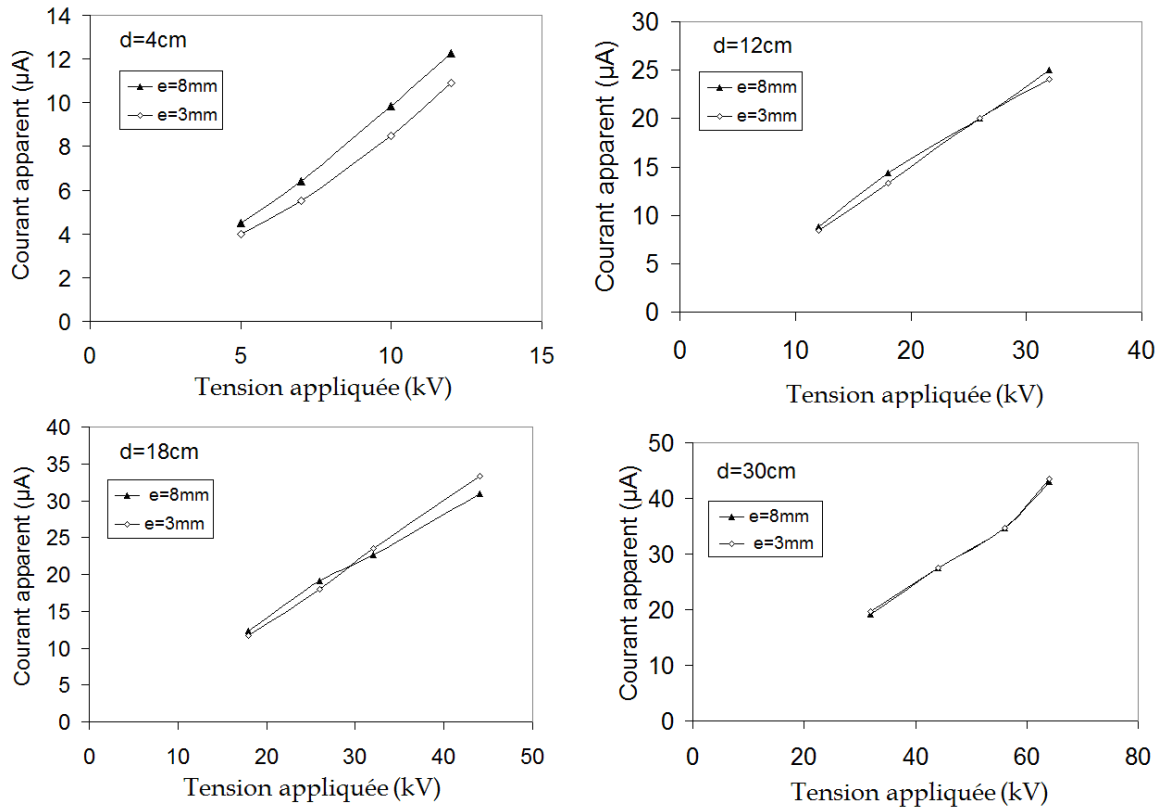
Notons que la surface extérieure de l'électrode rectangulaire est au contact de l'air tandis que la surface intérieure est 'collée' sur le matériau : deux courants se superposent donc, l'un associé aux lignes de champ dans l'air et l'autre aux lignes de champ dans le milieu mixte air-matériau.

#### II-4-4 Influence de l'épaisseur du matériau

Sur les figures II-11 et II-12, nous avons tracé le courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre puis du plexiglas et pour plusieurs distances inter-électrodes.



**Figure II-11.** Courant apparent en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs du verre



**Figure II-12.** Courant apparent en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs du plexiglas

Nous observons que, dans le cas du verre et pour toutes les distances inter-électrodes, le courant apparent est plus important pour la plaque de verre la plus épaisse ( $e=6\text{mm}$ ). En augmentant la distance inter-électrodes, les courbes se rapprochent, ce qui signifie que l'épaisseur du matériau a moins d'influence sur le courant dans le cas des grandes distances inter-électrodes.

Le même constat peut être fait pour le plexiglas, avec des écarts moins importants, si bien que pour une distance de 30cm, on n'observe aucune différence entre les deux caractéristiques.

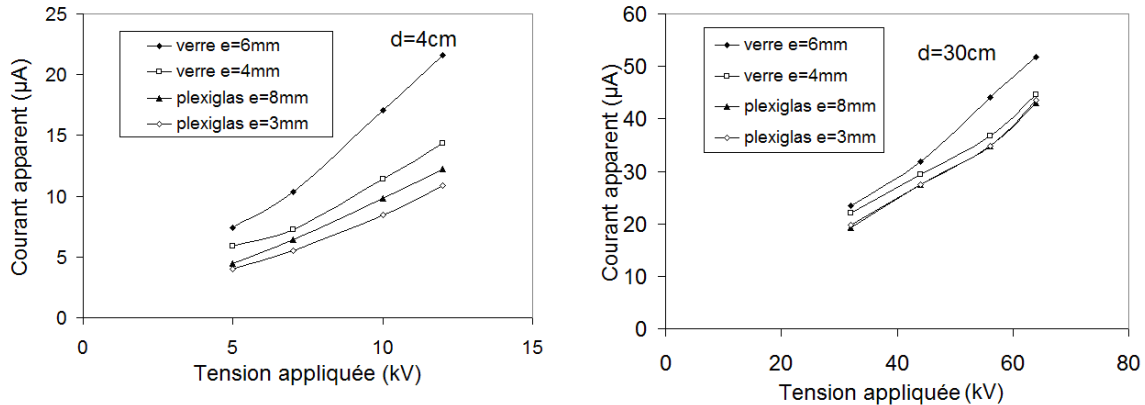
Cela peut être interprété par le fait que les lignes du champ électrique qui partent d'une électrode pour rejoindre la seconde se referment en traversant deux milieux de permittivités différentes, le diélectrique et l'air.

Dans la partie inférieure de la plaque, dans le cas des faibles distances inter-électrodes, les lignes de champ traversent le matériau isolant en grande partie (sachant que ce dernier possède une permittivité supérieure à celle de l'air). En augmentant la distance inter-électrodes, ces lignes traversent une grande partie de l'air pour rejoindre l'autre électrode.

Ainsi, les charges induites sur l'électrode sont imposées par tout le parcours des lignes du champ électrique. Afin d'illustrer cela, le chapitre III sera largement consacré au lien entre les lignes de champ et la capacité du dispositif.

### II-4-5 Influence de la permittivité du matériau sur le courant apparent

Afin d'évaluer l'influence de la permittivité du matériau sur le courant apparent, nous avons regroupé, pour les deux distances extrêmes (4 et 30 cm), l'ensemble des caractéristiques courant-tension concernant les quatre plaques utilisées (Figure II-13).



**Figure II-13.** Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et du plexiglas

En analysant ces courbes, nous notons que le courant de fuite est toujours plus intense dans le verre. A titre de comparaison, même pour la plaque de plexiglas la plus épaisse ( $e=8$  mm), le courant est quand même plus faible que celui obtenu dans le cas de la plaque de verre la plus mince ( $e=4$  mm).

Ceci montre l'influence non négligeable de la permittivité du matériau sur le courant relevé. Comme les charges induites sur la surface interne dépendent des deux paramètres, nature (permittivité) et parcours (étendue des lignes du champ électrique qui dépendent de la distance inter-électrodes  $d$ ), c'est la composition de ces deux paramètres qui impose la valeur de la capacité. Par exemple, dans le cas du plexiglas, la permittivité relative étant faible ( $\epsilon_r=2$ ), l'écart relevé est bien moins important.

### II-5 Impédance et capacité apparentes: Résultats et interprétations

Les caractéristiques courant-tension présentées sur les figures II-8 et II-9 nous ont permis d'établir l'impédance apparente moyenne  $Z$  présentée, qui correspond, pour chaque configuration à la moyenne du rapport courant-tension. L'intérêt de ce procédé est d'identifier l'isolant, afin de prévoir le comportement de ce dernier pour n'importe quel niveau de tension, à condition, d'être suffisamment éloigné de la rupture diélectrique.

Aussi, la relation entre l'impédance  $Z$  apparente à la fréquence industrielle et la capacité  $C$  peut être établie si l'angle de pertes  $\delta$  est connu. Celui-ci exprime éventuellement la consommation de la résistance apparente  $R$ , qui englobe les pertes diélectriques. Nous avons alors, en complexe :

$$\bar{Z} = \frac{R/jC\omega}{R + 1/jC\omega} \quad \text{[II-3]}$$

avec  $\text{tg}\delta = \frac{1}{RC\omega}$

Nous en déduisons :

$$C = \frac{1}{(\sqrt{1 + \text{tg}^2\delta})Z\omega} \quad \text{[II-4]}$$

Comme  $\delta \leq 10^\circ$ , nous pouvons admettre que  $\sqrt{1 + \text{tg}^2\delta} \approx 1$ , et donc :

$$C \approx \frac{1}{Z\omega} \quad \text{[II-5]}$$

avec  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  : étant la fréquence industrielle 50Hz,

Ainsi, nous avons tracé, pour les deux matériaux, l'impédance et la capacité correspondantes (Figure II-14 a et b).

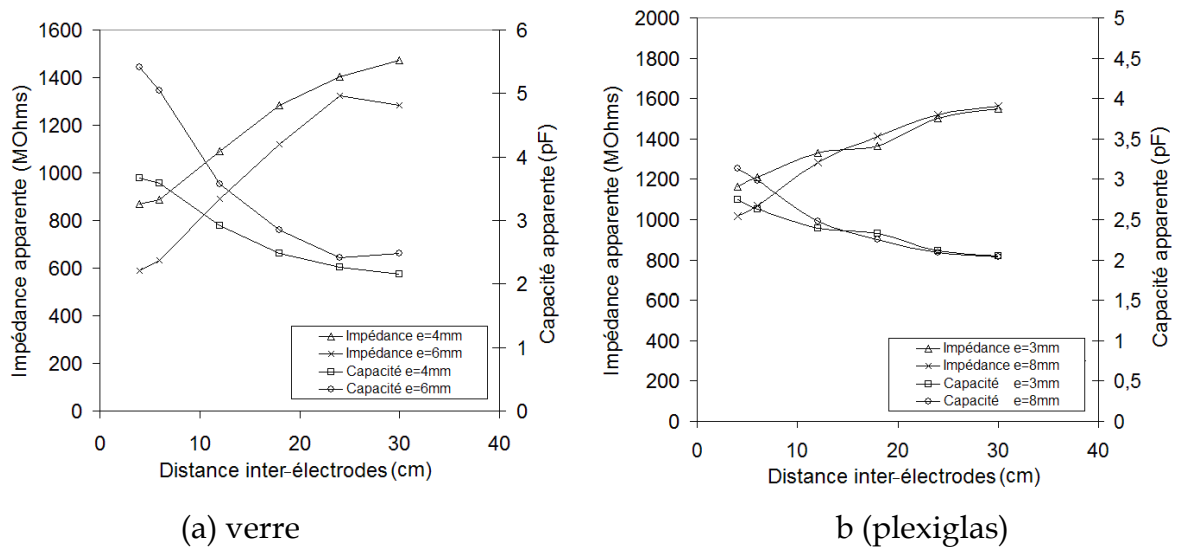


Figure II-14. Capacités et Impédances associées

Les caractéristiques expérimentales indiquent, dans tous les cas de figure, une *non proportionnalité* de l'impédance apparente avec la distance inter-électrodes. On retrouve ainsi l'aspect quasi logarithmique de la caractéristique  $Z(d)$  habituellement observé (Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Teguar et al., 2002 ; Teguar, 2003).

Aussi, dans le cas du verre, la capacité est *toujours* plus importante pour la plaque d'épaisseur (e) la plus élevée. Si ce résultat n'est pas confirmé par l'expérience pour le plexiglas pour les distances supérieures à 12cm (les caractéristiques sont pratiquement confondues), cela pourrait s'expliquer par le fait que les valeurs sont

si proches que l'erreur de mesure qui se greffe lors des relevés permet difficilement de noter la différence.

Ainsi, il est probable qu'en augmentant les proportions du matériau de permittivité la plus élevée, on augmente la capacité de l'ensemble du système. En d'autres termes, en augmentant l'épaisseur du matériau, on augmente également, pour un niveau de tension donné, la quantité de la charge totale accumulée sur l'électrode.

On peut imaginer (voir chapitre III) que si on augmente indéfiniment l'épaisseur du matériau, pour une distance inter-électrodes donnée, l'impédance tendra vers une constante, car les lignes du champ électrique finissent par avoir le même trajet, c'est-à-dire elles traversent le même matériau : ce n'est pas le cas des faibles épaisseurs où les lignes du champ qui partent de la surface interne du conducteur traversent un milieu mixte (air-diélectrique).

## II-6 Simulation et discussion

En injectant les mêmes paramètres qu'au cours des essais et en imposant une tension de 1V, nous avons aussi établi, par simulation, la capacité ( $C=Q/V=Q$ ) et l'impédance associée (Figure II-15 et II-16) pour une fréquence de 50Hz.

La charge permettant le calcul de la capacité, se fait naturellement au niveau de l'électrode de terre, puisque la mesure du courant se fait à travers elle. Nous avons donc regroupé les caractéristiques mesurées et simulées sur une même figure.

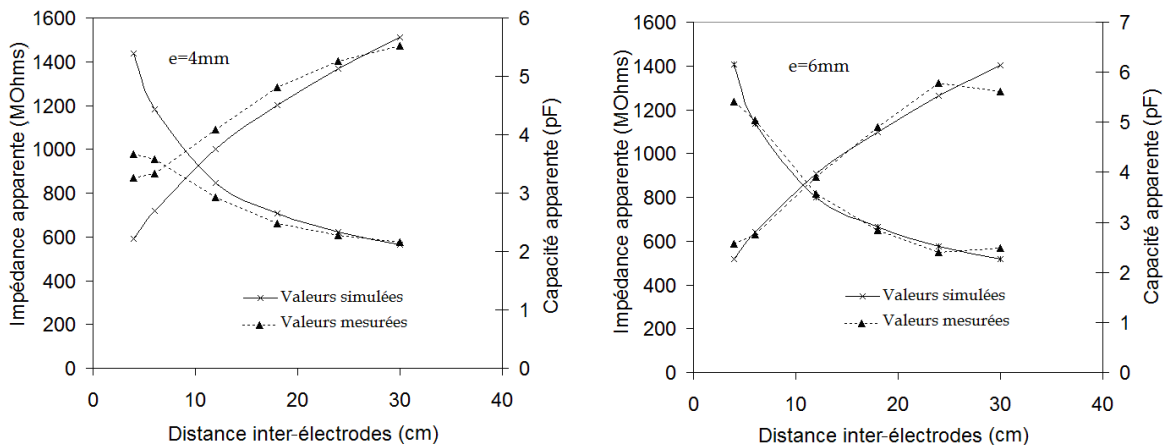


Figure II-15. Capacité et impédance du modèle dans le cas du verre

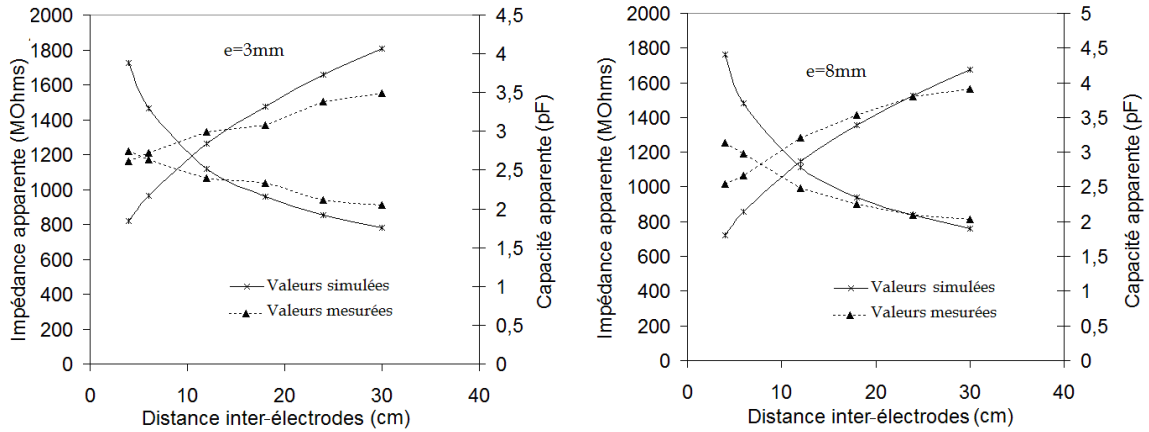


Figure II-16. Capacité et impédance du modèle dans le cas du plexiglas

L'analyse des courbes montre que les deux approches, expérimentale et simulée présentent de grandes similitudes.

Nous présentons alors, l'ensemble des quatre caractéristiques obtenues par simulation. Celles-ci permettent de synthétiser l'ensemble des résultats présentés précédemment. On note que la capacité la plus élevée correspond bien à la plaque de verre la plus épaisse (permittivité et épaisseur les plus grandes).

L'influence de la permittivité et de l'épaisseur du matériau y est donc illustrée et on note une concordance avec les résultats des essais. On confirme ainsi que le facteur permittivité l'emporte sur le facteur épaisseur, ce qui a été vérifié expérimentalement. L'allure logarithmique de la caractéristique  $Z(d)$  est aussi confirmée par simulation.

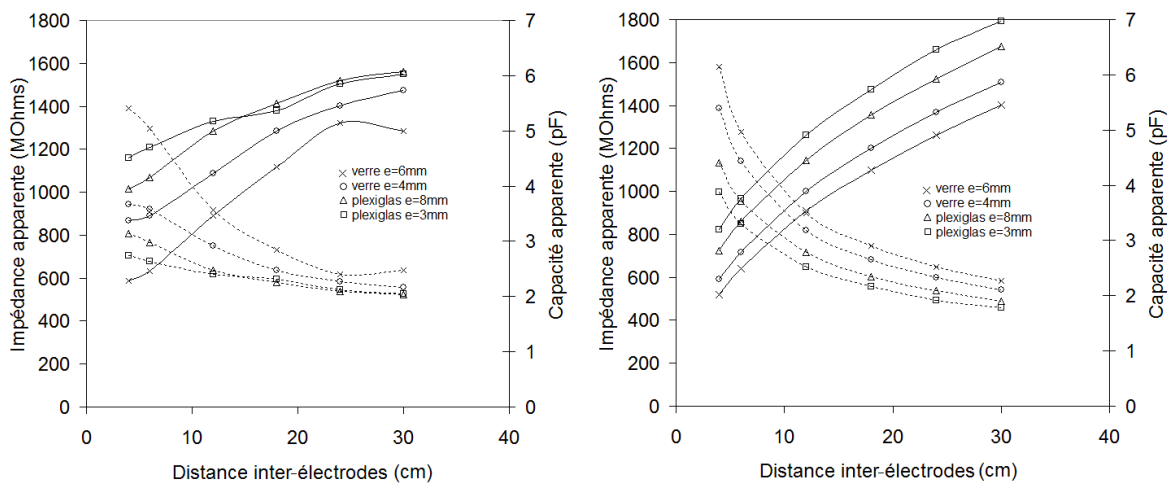


Figure II-17. Capacité et impédance du modèle

### II-7 Expression empirique

Afin d'établir une expression simple de l'impédance apparente, nous proposons une formule analytique pour la plaque de verre de 6mm, de la même forme que celle établie pour le contournement. Dans ce cas, les caractéristiques simulées et mesurées peuvent être illustrées par l'expression suivante :

$$Z = Ad^n \quad [\text{II-6}]$$

d : distance inter-électrodes (cm)

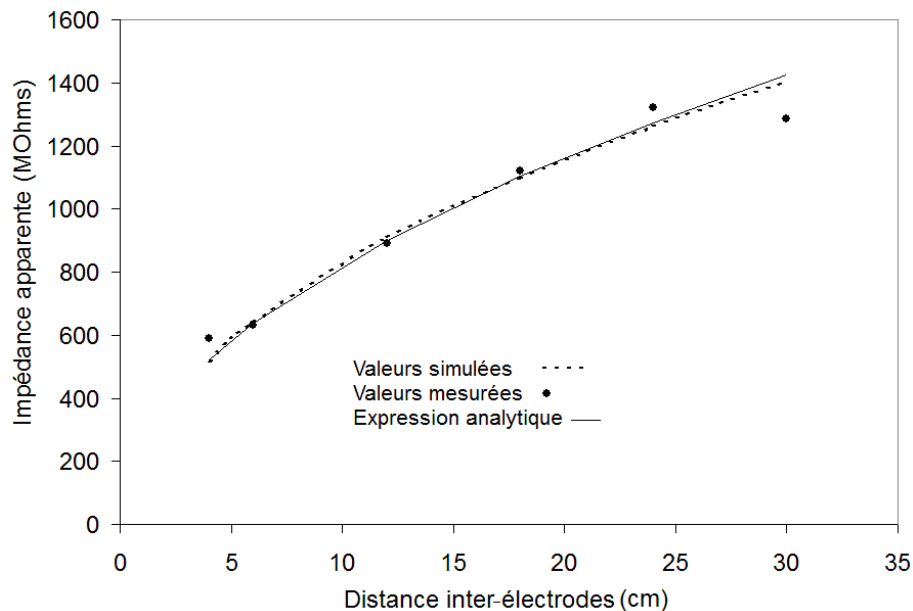
Z : impédance apparente (MΩ)

A et n : constantes

Une expression analytique simple de l'impédance apparente est donc ainsi établie :

$$Z = 260\sqrt{d} \quad [d \text{ en cm et } Z \text{ en Mohm}] \quad [\text{II-7}]$$

Elle peut permettre, entre autre, d'évaluer l'impédance de systèmes plus complexes (paragraphe suivants) avec plusieurs impédances en série, en particulier quand une pollution est simulée par un ou plusieurs conducteurs placés entre les deux électrodes. La figure II-18 représente l'ensemble des caractéristiques propres au verre d'épaisseur 6mm : simulée, mesurée et analytique.



**Figure II-18.** Impédance simulée, expérimentale et analytique

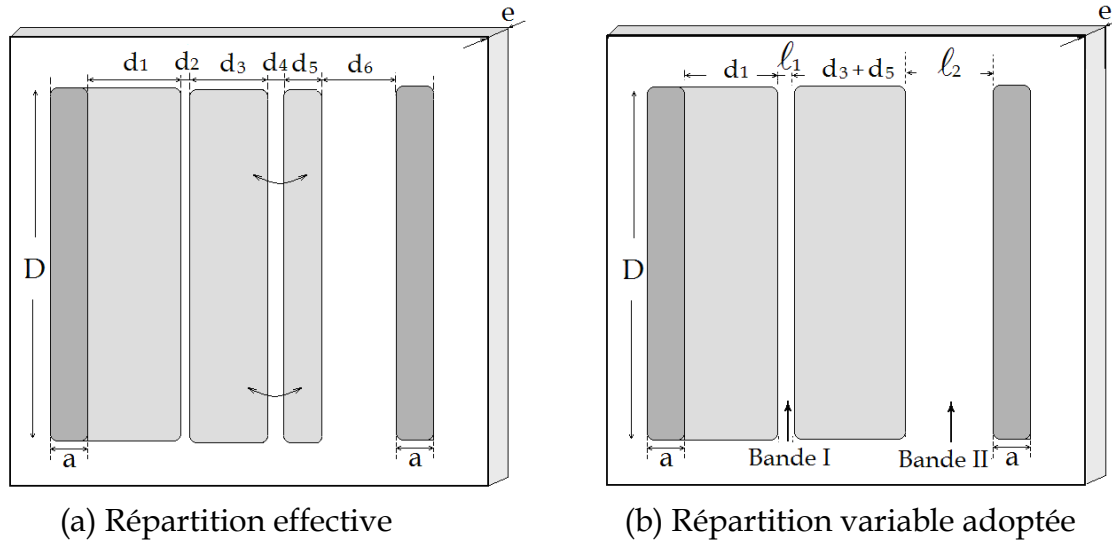
Cette formule peut également nous servir à prévoir les résultats d'essais de courants de fuite de systèmes semblables au notre sans avoir recours aux essais expérimentaux.

### II-8 Application à un modèle d'isolateur 1512L naturellement pollué

L'isolateur 1512L, qui a été exploité principalement dans la région électrique de Hassi R'mel, a fait l'objet, dans notre laboratoire, de nombreux travaux, proposant un modèle plan, où les différentes zones de pollution sont développées suivant sa ligne de fuite (Teguar, 2003). La figure II-19 illustre la répartition des couches de pollution de ce modèle plan, et celle que nous avons adoptée, qui propose une



répartition différente, tout en gardant les mêmes proportions zones propres/zones polluées.



**Figure II-19.** Modèles plan illustrant l'isolateur 1512L

Les largeurs des bandes propres et polluées du modèle adoptées sont inspirées de la répartition réelle sur l'isolateur 1512L qui a été observée et sont données dans le tableau suivant :

	Bande i	$d_i$ (mm)	Pourcentage par rapport à la longueur de fuite (%)	
Bande propre équivalente	1	87	29,80	57,88
	3	52	17,81	
	5	30	10,27	
Bande polluée équivalente	2	04	1,37	42,12
	4	13	4,45	
	6	106	36,30	

Il s'agit donc d'étendre l'étude du modèle plan-plan à un modèle contenant trois électrodes rectangulaires, dont l'une, isolée des électrodes HT et Terre, est déplacée de la distance  $\ell_1$ , variable, de l'électrode HT, censée représenter une partie de la pollution en contact avec le conducteur HT.

Le modèle de laboratoire est constitué de la plaque de verre d'épaisseur 6mm utilisée précédemment. La distance inter-électrodes est choisie égale à 292mm car elle correspond à la ligne de fuite  $\ell_f$  de l'isolateur réel.

$$\ell_f = \sum_{i=1}^6 d_i \quad [\text{II-8}]$$

Nous avons donc les paramètres suivants :

- $a = 3\text{cm}$ ,  $L=50\text{cm}$ ,  $D=30\text{cm}$ ,  $e=6\text{mm}$
- $\ell_0 = \ell_1 + \ell_2 = d_2 + d_4 + d_6 = 106 + 13 + 04 = 123\text{mm}$
- $d_3 + d_5 = 30 + 52 = 82\text{ mm}$
- $d_1 = 87\text{mm}$

Les couches de pollutions, considérées comme parfaitement conductrices, sont également constituées de papier aluminium.

La couche de pollution  $d_1$  est toujours 'collée' à la borne HT (de sorte que les deux éléments forment une même électrode 'élargie'), tandis que les deux couches de pollution  $d_3$  et  $d_5$  sont rassemblées pour former une seule couche de pollution. Cette dernière est placée à une distance  $\ell_1$  (bande I) variable, par rapport à l'ensemble de l'électrode HT et la couche  $d_1$ . Une deuxième bande sèche est donc considérée de largeur  $\ell_2$  (bande II).

Les bords des couches d'aluminium utilisées sont arrondis pour éviter leur effet menant à des renforcements locaux du champ électrique.

Le modèle ainsi adopté fera l'objet d'essais, que nous avons effectués pour déterminer la tension de contournement et le courant apparent, et ce en faisant varier la distance  $\ell_1$  de 1 à 6cm.

### II-8-1 Tension de contournement

Nous avons tracé, en plus de la tension de contournement mesurée, celle déduite de la formule empirique suivante et obtenue pour le modèle plan-plan :

$$U_c = 7,44 d^{0,85} \quad [d \text{ en cm et } U_c \text{ en kV}_{\text{eff}}] \quad \text{[II-9]}$$

Cette formule empirique concerne la tension de contournement pour un seul intervalle d'air. En se basant sur cette formule et en introduisant deux coefficients  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  relatifs à la présence ou non d'arcs électriques respectivement dans la bande I et la bande II, nous nous proposons d'exprimer la tension de contournement en fonction de la distance  $x$  par la formule suivante :

$$U_c(x) = \alpha_1 7,44 \ell_1^{0,85} + \alpha_2 7,44 \ell_2^{0,85} \quad \text{[II-10]}$$

$\alpha_1$  est relatif à la bande I et est nul en présence d'arcs électriques et égal à 1 en l'absence d'arcs dans cette bande.

$\alpha_2$  est relatif à la bande II et est nul en présence d'arcs électriques et égal à 1 en l'absence d'arcs dans cette bande.

Dans notre cas, nous appliquons l'expression précédente avec les coefficients  $\alpha_i$  choisis comme suit :

- $\alpha_1=0$  et  $\alpha_2=1$  (largeur  $l_1$  court-circuitée) quand  $l_1 \in [0, 3]$  cm, ( $l_1 < \frac{1}{4}l_0$ )
- $\alpha_1=1$  et  $\alpha_2=1$  (contournement direct) quand  $l_1 > 3$  cm, ( $l_1 > \frac{1}{4}l_0$ )

Pour  $l_1 < \frac{1}{4}l_0$ , le contournement ne se fait pas au même temps dans les deux intervalles d'air (bande I et II), mais la décharge commence en premier lieu dans la bande I, ensuite dans la bande II. La tension de contournement de notre système dans ces conditions correspond à celle de la bande II.

En effet :

$$\alpha_1 = 0 \text{ et } \alpha_2 = 1 \Rightarrow U_c(l_1) = 7,44l_2^{0,85} \quad [\text{II-11}]$$

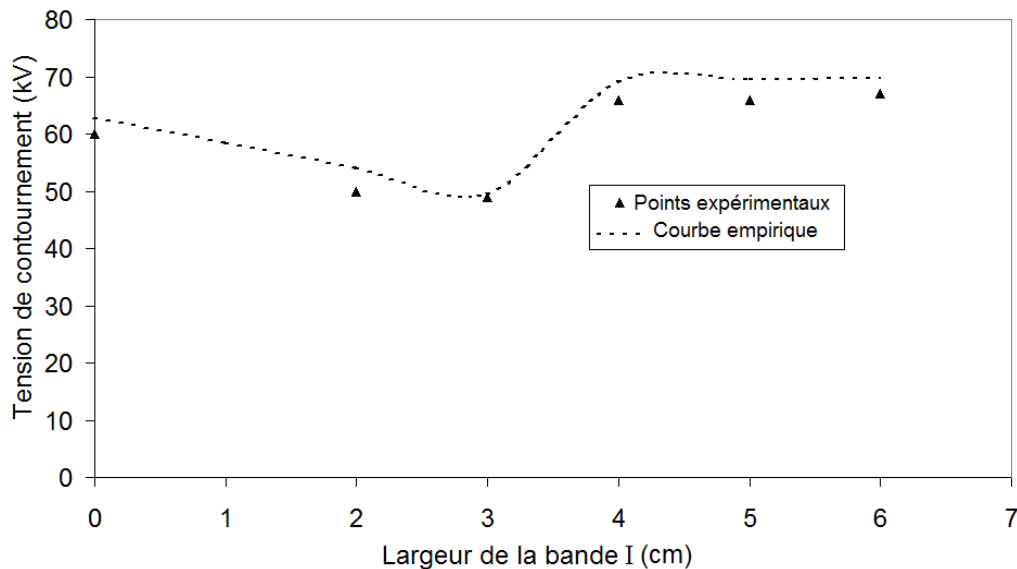
Cette expression mène à la diminution de la tension de contournement en augmentant la distance  $l_1$ .

A partir de  $l_1 = \frac{1}{4}l_0$  les deux intervalles d'air sont contournés au même temps.

Par conséquent la tension de contournement du système est la somme de deux tensions de contournement. Elle aura l'expression :

$$\alpha_1 = 1 \text{ \& } \alpha_2 = 1 \Rightarrow U_c(l_1) = 7,44l_1^{0,85} + 7,44l_2^{0,85} \quad [\text{II-12}]$$

En variant la distance  $l_1$ , nous avons tracé la tension de contournement expérimentale et empirique (Figure II-20).



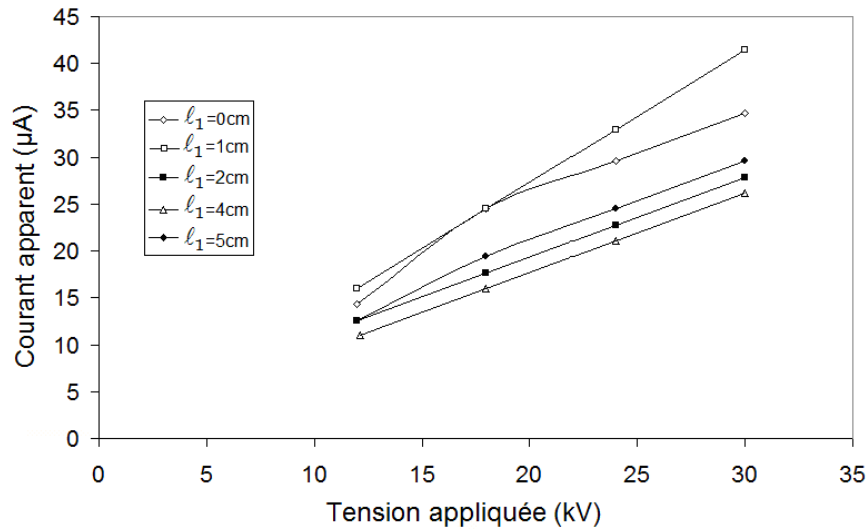
**Figure II-20.** Tension de contournement en fonction de la largeur de la bande I

Nous remarquons que la courbe tracée par la formule empirique est proche de celle expérimentale. En effet, en se basant sur la formule empirique pour un

simple intervalle d'air, nous pouvons évaluer la tension de contournement pour deux, voire plusieurs, intervalles d'airs compris entre des électrodes planes.

### II-8-2 Courant de fuite apparent et impédance équivalente

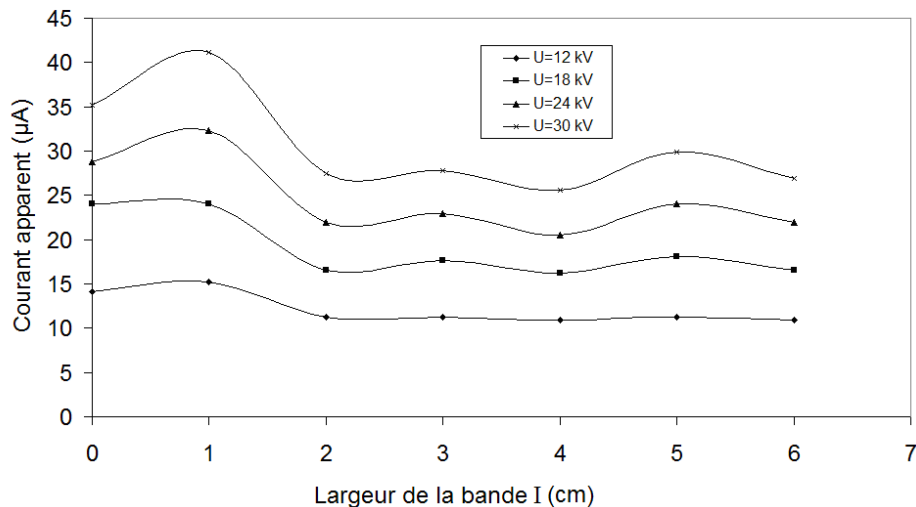
Pour quelques valeurs de la largeur de la bande I, nous présentons les caractéristiques courant -tension (Figure II-21).



**Figure II-21.** Courant apparent en fonction de la tension appliquée

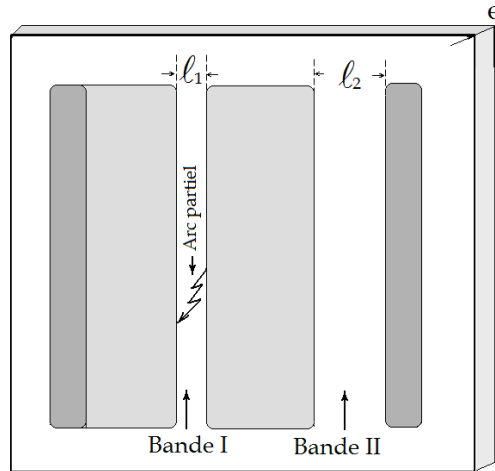
Nous observons que la variation du courant est quasi linéaire en fonction des tensions appliquées, pour les différentes distances  $l_1$ .

Comme dans le cas du modèle plan élémentaire, le rapport courant/tension illustre l'admittance apparente du système, qui reste pratiquement constante pour les différentes tensions appliquées. Par ailleurs, nous présentons le courant apparent en fonction de  $l_1$  pour plusieurs niveaux de tension (Figure II-22).



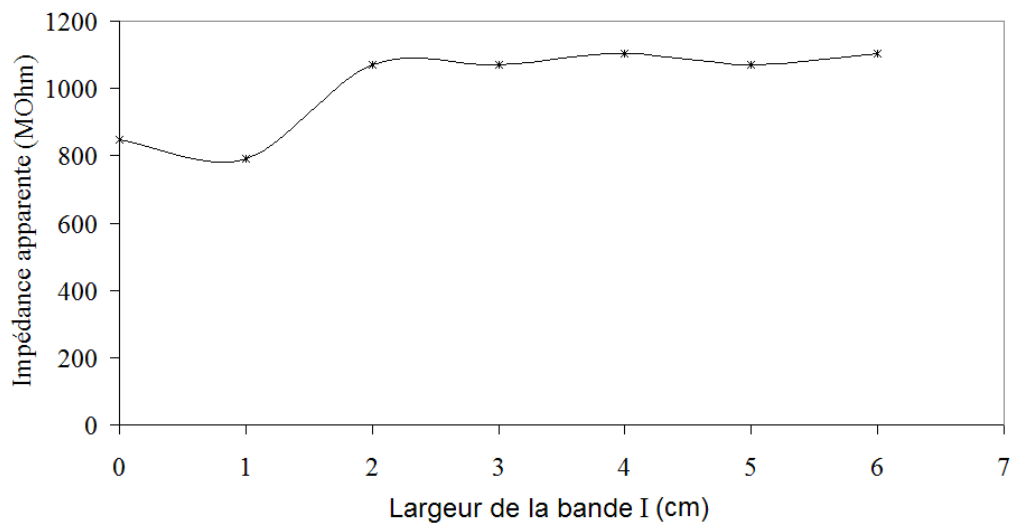
**Figure II-22.** Courant apparent en fonction de la largeur de la bande I

Nous observons que les caractéristiques du courant en fonction de la largeur de la bande I présentent un maximum pour  $\ell_1 = 1\text{cm}$ . Ce maximum est peut être dû aux décharges partielles qui s'initient avant le contournement total (Figure II-23).



**Figure II-23.** Illustration de la formation d'arcs sur le modèle expérimental pour  $0 < \ell_1 < 2\text{cm}$

Dans le cas de la formation d'arcs électriques, la bande I devient conductrice, et l'intervalle d'air qui sépare les deux électrodes diminue. Ce maximum se traduit également par un minimum sur la caractéristique illustrant l'impédance en fonction de la largeur de la bande I présentée sur la figure II-24.



**Figure II-24.** Impédance apparente en fonction de la largeur de la bande I

Nous observons qu'à partir de  $\ell_1 = 2\text{cm}$ , pour une tension donnée, le courant et l'impédance restent à peu près stables, ce qui signifie qu'en l'absence d'arcs, nous pouvons considérer que la position a peu d'influence sur le courant apparent.

### II-8-3 Simulations et discussions

#### II-8-3-1 Impédance

Afin d'analyser les résultats des essais, nous avons déterminé, par simulation, la capacité de chaque configuration, pour en déduire l'impédance apparente. Pour cela, nous avons introduit dans le logiciel toutes les spécificités du modèle (Figure II-25) que nous avons reproduites à l'identique.

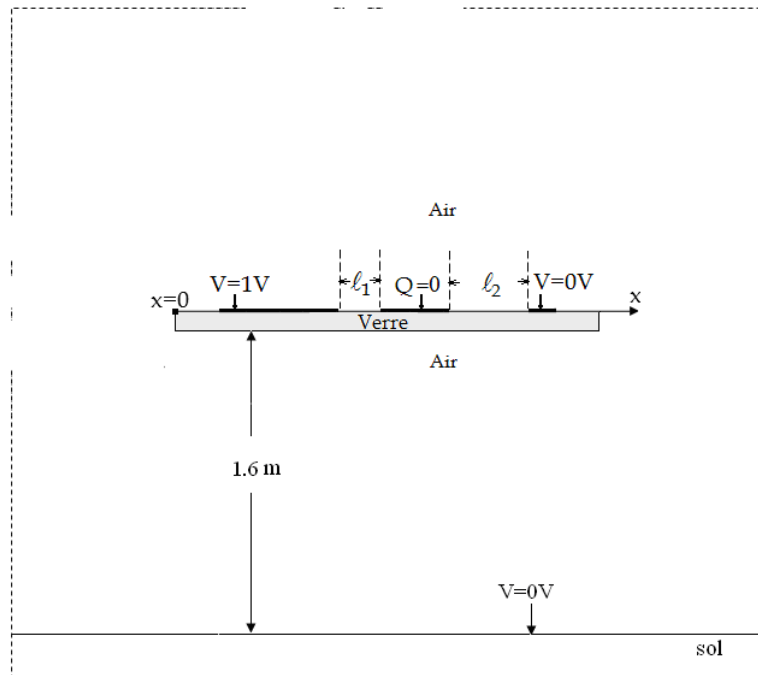


Figure II-25. Conditions aux limites choisies

Nous affectons une tension de 1V pour l'électrode HT et 0V pour l'électrode de terre. En supposant que la couche de pollution est, au départ, électriquement neutre, nous avons considéré comme nulle la somme des charges sur la surface conductrice placée entre les deux électrodes.

Nous présentons l'impédance simulée, mesurée et empirique sur la figure II-26.

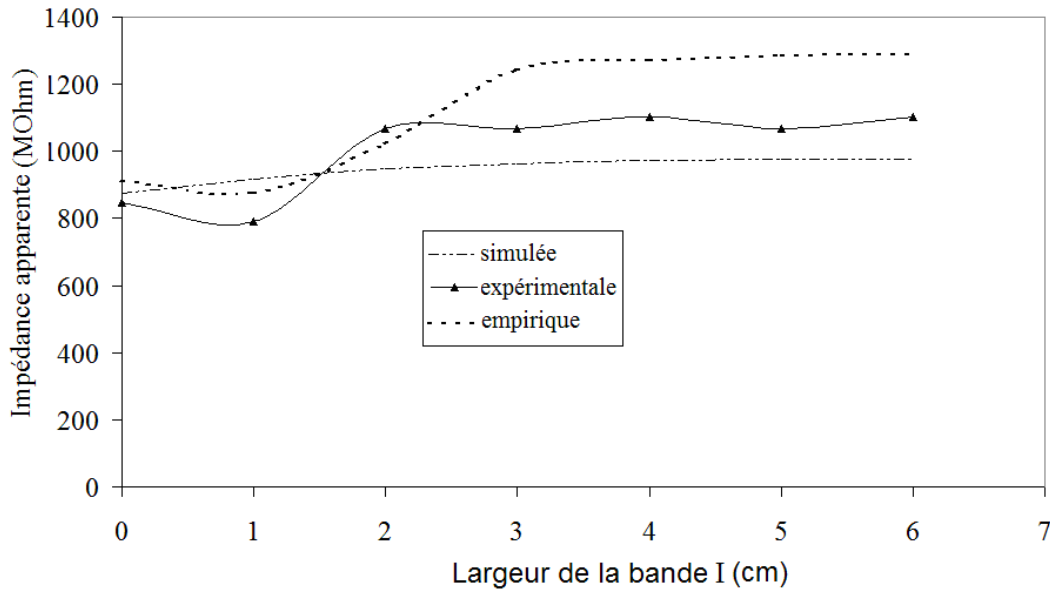
La caractéristique de l'impédance simulée est une droite légèrement croissante. Nous notons ainsi que l'impédance théorique dépend peu de la position de la couche de pollution, ce qui a été observé lors des essais.

Comme le calcul par simulation de l'impédance simulée ne prend pas en compte les arcs électriques et les décharges partielles, la courbe simulée ne présente pas de minimum, contrairement à la courbe expérimentale.

Afin d'établir une expression simple de l'impédance, nous avons calculé celle-ci en utilisant la formule empirique de l'impédance apparente  $Z_a = 260\sqrt{d}$ , appliquée aux deux intervalles d'air :

$$Z_a(\ell_1) = 260 \left( \alpha_1 \sqrt{\ell_1} + \alpha_2 \sqrt{\ell_0 - \ell_1} \right) \quad [\text{II-13}]$$

Comme dans les conditions expérimentales, nous observons un arc seulement pour la distance  $a=1\text{cm}$ , nous aurons:  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ , sauf pour  $\ell_1 < 2\text{cm}$  où:  $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 1$ .



**Figure II-26.** Impédance apparente en fonction de la largeur de la bande I

Pour  $0 < \ell_1 < 2\text{cm}$ , l'impédance apparente du système est celle de la bande II, car, la formation d'arcs électriques dans la bande I conduit à une impédance nulle.

A partir de la distance  $\ell_1 = 2\text{cm}$  l'impédance du système est la somme des deux impédances des bande I et II mises en jeu.

Nous constatons que les impédances expérimentales et celles obtenues par la formule empirique sont proches. Nous pouvons en conclure que, de la même manière que pour la tension de contournement, l'expression empirique appliquée pour une largeur peut être étendue à deux ou plusieurs intervalles d'air.

### II-8-3-2 Champ électrique et potentiel

Il nous a paru intéressant de représenter sur l'axe  $Ox$ , la répartition du champ et du potentiel en fonction de la largeur de la bande I ( $\ell_1$ ), afin d'illustrer les zones à champ maximal.

La figure II-27 représente la distribution du champ le long de l'axe  $Ox$  pour l'ensemble des valeurs de  $\ell_1$  variant de 0 à 6cm. Le choix de 1V a été pris pour chaque configuration.

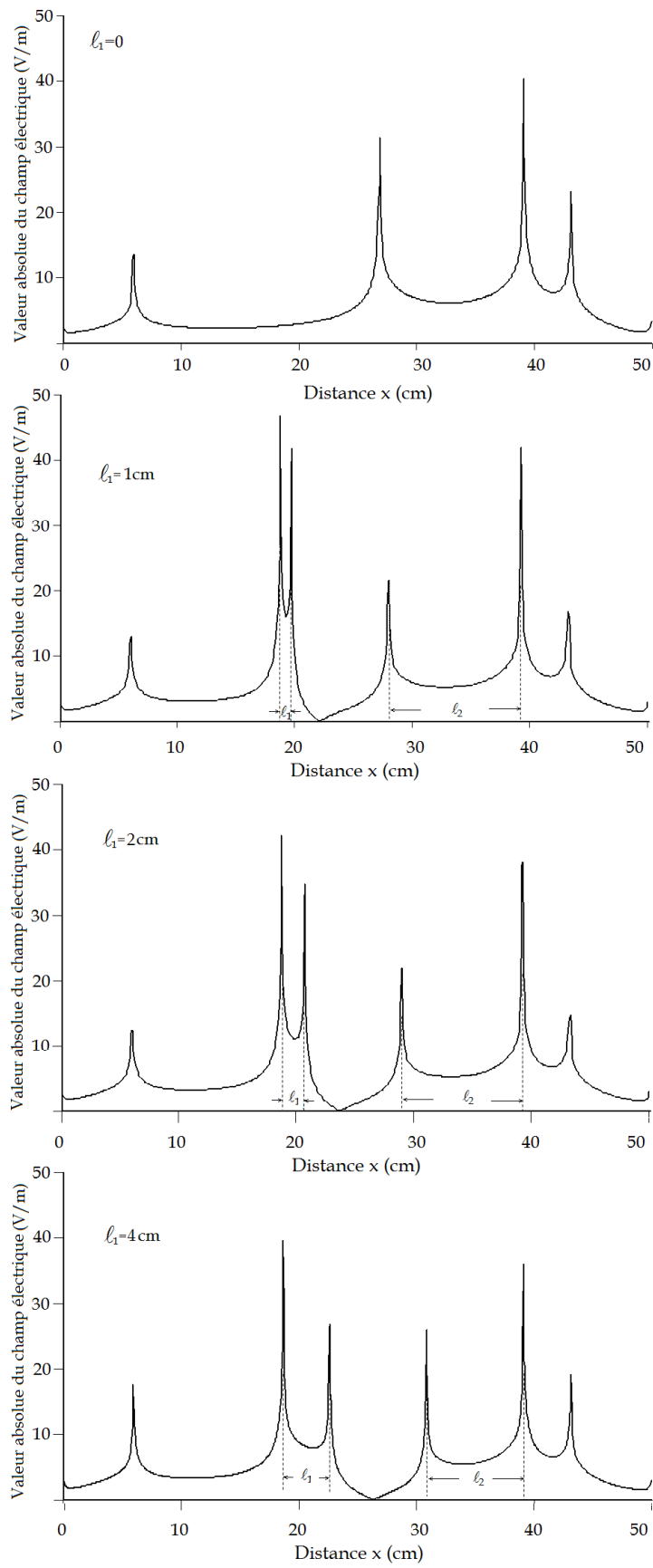
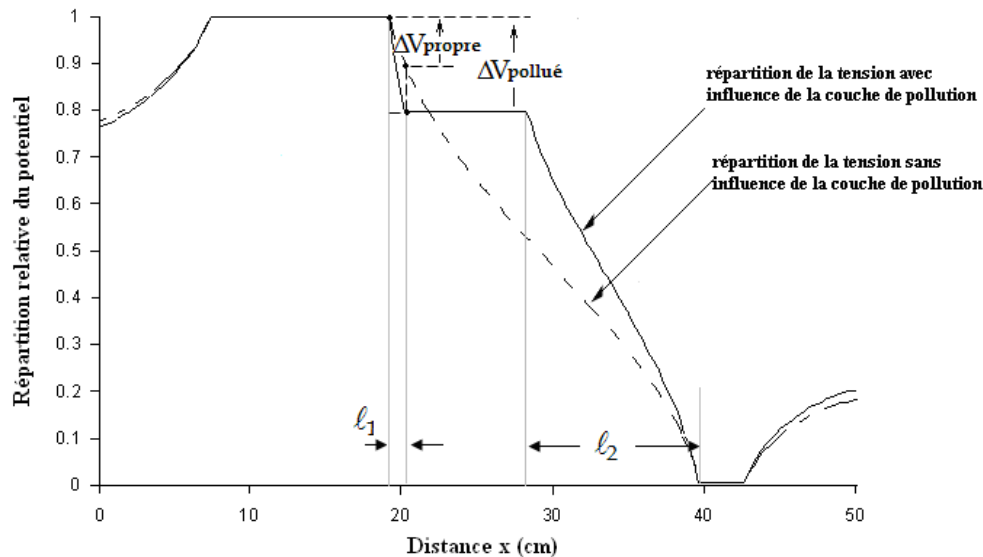


Figure II-27. Valeur absolue du champ électrique en fonction de la distance  $x$



Nous voyons bien que le champ est maximal pour  $\ell_1 = 1\text{cm}$ . Cependant, on sait que pour qu'un arc apparaisse entre les deux conducteurs, il faut que les conditions de tension de contournement local soient réunies. C'est pourquoi nous nous proposons d'illustrer la 'tension reportée' sur la bande I, pour la valeur  $\ell_1 = 1\text{cm}$  (Figure II-28).



**Figure II-28.** Répartition du potentiel sur la plaque en fonction de la distance  $x$

La courbe en traits discontinus, représente la répartition de la tension sur la plaque, sans influence de la couche de pollution. Par ailleurs, la courbe en trait plein représente la répartition de la tension avec influence de la couche de pollution.

Nous constatons que la couche de pollution contribue considérablement à l'élévation de la tension 'reportée' sur les zones propres (voir  $\Delta V_{\text{polluée}}$  et  $\Delta V_{\text{propre}}$  sur la bande I)

Ceci vient confirmer encore une fois que la probabilité de contournement de l'intervalle  $\ell_1$  est la plus grande. Nous pouvons en conclure que le contournement partiel de cet intervalle, conduisant à un courant maximal, dépend du niveau de tension appliquée ( $\ell_1 < 2\text{cm}$  pour les niveaux de tension adoptés pour les essais de courant de fuite).

En d'autres termes, nous pouvons en déduire que, pour des niveaux de tension plus élevés que ceux choisis lors des essais, le contournement partiel pourrait se faire pour des largeurs supérieures à  $\ell_1 = 2\text{cm}$  : ceci a été effectivement obtenu lors des essais de contournement où les décharges partielles ont été observées pour des valeurs de  $\ell_1$  comprises entre 2 et 3cm.

## II-9 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'établir que, autant la tension de contournement ne dépend ni de la permittivité, ni de l'épaisseur du matériau diélectrique, autant le courant de fuite, pour les mêmes configurations dépend incontestablement de ces deux paramètres, pour une même distance inter-électrodes.

Nous pouvons conclure également que, lorsque le niveau de tension est suffisamment élevé pour que la rupture diélectrique de l'air soit effective, les phénomènes électriques deviennent très localisés autour des extrémités intérieures et principalement dans l'air puisqu'il s'agit du milieu le moins rigide.

En l'absence d'arcs, l'oscilloscope mesure l'ensemble de toutes les charges induites sur le conducteur. Ces charges, pour une même distance inter-électrodes, ainsi que nous l'avons montré, dépendent de la permittivité et de l'épaisseur du matériau (surtout celles induites sur la surface interne).

Le travail que nous avons effectué a montré également que, malgré la simplicité géométrique du modèle adopté pour représenter la zone propre d'un isolateur haute tension, l'identification de cette zone en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

Les deux approches, par simulation et expérimentale, nous ont permis d'une part d'interpréter les allures obtenues, et d'autre part de confirmer les valeurs prévues des capacités et impédances associées. Il ressort de ces deux approches les conclusions suivantes :

- L'impédance apparente croît de manière quasi logarithmique avec la distance inter-électrodes. Cette allure s'explique par la répartition complexe des charges sur les deux surfaces interne et externe constituant le conducteur.
- Une influence indéniable de l'épaisseur et de la permittivité du matériau sur l'impédance apparente est observée. Aussi, en raison du rapport des permittivités air-matériau ainsi que du trajet des lignes de champ, la charge, pour une distance donnée augmente avec l'épaisseur et la permittivité du matériau. Nous pouvons imaginer que la valeur finit par se stabiliser quand les lignes du champ partant d'une électrode à l'autre finissent par avoir le même trajet, dans le même matériau (Chapitre III).

Nous avons tenté d'élargir l'étude du modèle plan élémentaire à un modèle plus complexe illustrant l'isolateur 1512L pollué et les résultats ont montré que :

- La tension de contournement peut être correctement prédéterminée à partir de l'expression empirique propre à chaque intervalle d'air situé entre les zones conductrices.

- Si, la probabilité d'un contournement partiel, sur un intervalle donné, est élevée, seules les parties restantes figurent dans le calcul de la tension de contournement.
- Les mêmes remarques peuvent être faites pour le courant apparent : l'expression empirique établie, en tenant compte des décharges partielles, donne de très bons résultats.
- Le calcul théorique par simulation coïncide avec les résultats expérimentaux.
- La tension reportée sur la plus petite largeur propre (intervalle  $\ell_1$ ), avec et sans pollution, illustre bien les observations expérimentales.

Notons pour conclure que, malgré les tensions élevées imposées, les équations classiques de l'électromagnétisme, sur lequel repose le logiciel que nous avons utilisé, donnent des résultats tout à fait cohérents.

# *Chapitre III*

*Généralisation et approche  
physique proposée*

### III-1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de généraliser et développer davantage les résultats obtenus au chapitre précédent. A partir du moment où le modèle numérique traduit convenablement le comportement du modèle plan expérimental, nous nous proposons de généraliser, par simulation, les résultats obtenus.

Pour rappels, nous avons établi que, pour des électrodes de dimension donnée, la capacité (ou l'impédance) apparente d'une interface dépend de nombreux paramètres, entre autres :

- \* La distance inter-électrodes  $d$ .
- \* L'épaisseur du matériau  $e$
- \* La permittivité  $\epsilon$ .

En analysant de plus près les résultats obtenus, nous tenterons d'établir un lien, pour chaque configuration, entre le parcours des lignes de champ et la quantité de charge sur la surface de chaque électrode.

Nous développons ainsi la notion de 'largeur équivalente', qui exprime l'étendue des lignes de champ, associée à la contribution de chaque matériau (air-verre puis air-plexiglas). Cette méthode propose une approche par condensateur plan équivalent du dispositif.

Une méthode visant à séparer la contribution de l'air et du matériau dans la capacité apparente globale, est également proposée en prenant l'exemple du verre. Notons que l'influence du sol n'a pas été prise en considération : nous obtenons ainsi une accumulation de charge symétrique sur chaque électrode. Seuls les deux paramètres, distance  $d$  et épaisseur  $e$ , ont été examinés.

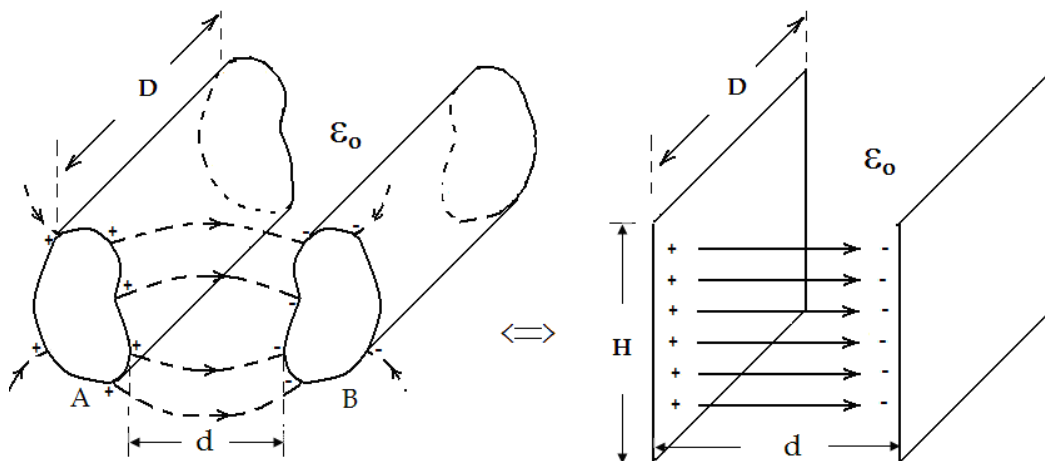
### III-2 Condensateur plan équivalent

Nous nous proposons, dans un premier temps, d'examiner le lien qui existe entre la capacité apparente d'un système à deux conducteurs identiques, et la charge superficielle totale accumulée sur chacun d'entre eux.

S'il est établi que la valeur d'une capacité s'obtient moyennant une simple division de la charge totale accumulée par la différence du potentiel imposée aux électrodes, il n'en demeure pas moins que, d'une manière générale, le parcours complexe des lignes de champ et le milieu qu'elles traversent imposent la quantité et la répartition de la charge sur la surface de chaque conducteur. Néanmoins, seule la quantité totale de la charge accumulée nous renseigne sur la capacité apparente, et ce, quelle que soit la répartition de cette même charge.

Si nous devons analyser l'évolution de la capacité d'un conducteur, en tenant compte de tous les paramètres électro géométriques inhérents à la présence d'un ou plusieurs conducteurs voisins, celle-ci nécessiterait l'exécution de calculs extrêmement complexes. Heureusement, certains problèmes peuvent être ramenés à une représentation bidimensionnelle, lorsque la longueur des conducteurs est considérée comme très grande devant les dimensions du système. Ceci conduit à un calcul de champ dans un plan, et la capacité qui en résulte peut être établie par unité de longueur, en F/m ou, d'une manière plus pragmatique, en pF/m dans le cas des isolateurs classiques, pour des distances inter-électrodes de quelques dizaines de centimètres.

C'est dans ce contexte, que nous nous proposons de considérer l'évolution de la capacité d'un conducteur de forme quelconque, situé à une distance  $d$  d'un conducteur identique. Pour nous ramener à un système à deux dimensions, nous considérons deux conducteurs A et B, dont la longueur  $D$  est infiniment grande devant  $d$  (Figure II-1).



(a) Condensateur complexe, de forme quelconque (b) Condensateur plan équivalent

**Figure III-1.** Illustration de l'équivalence entre les condensateurs complexe et plan

Nous supposons, dans un premier temps, que ces conducteurs sont plongés dans un milieu homogène de permittivité  $\epsilon_0$  (air), et possèdent les mêmes dimensions lorsque nous effectuons une coupe transversale.

Puisque le système ainsi étudié est inchangé selon la longueur  $D$ , il se réduit de ce fait à un problème bidimensionnel.

Par ailleurs, à partir du moment où seule la quantité totale de charge  $Q$  impose la valeur de la capacité apparente, nous pouvons envisager une correspondance avec un condensateur plan équivalent, de longueur  $D$ , portant la même charge  $Q$  et dont les armatures sont aussi distantes de  $d$ .

Seul le facteur  $H$ , exprimant la largeur du condensateur plan équivalent varie en fonction des paramètres géométriques de l'ensemble du système (Figure III-1): il s'agit donc d'un paramètre fondamental qu'il convient d'examiner de plus près.

Il faut souligner que, si nous avons affaire à un condensateur plan, le champ est uniforme et le facteur  $H$  reste constant quand nous varions la distance  $d$ , et est égal à la largeur réelle du condensateur. Dans le cas d'un système à champ non uniforme, le facteur  $H$  est, pour une paire de conducteurs de dimensions données, une fonction de la distance  $d$ .

Nous pouvons pousser plus loin le raisonnement précédent, en considérant le milieu non homogène : nous pouvons établir ainsi un facteur supplémentaire, lié à l'ensemble des  $n$  milieux en présence.

En effet, si nous considérons le condensateur plan équivalent, possédant les mêmes paramètres  $D$ ,  $d$  et  $Q$ , l'expression de la capacité de celui-ci s'écrit comme suit :

$$C_{\text{plan}} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_{\text{re}} H)_{\text{équi}} D}{d} \quad \text{[III-1]}$$

Nous pouvons établir alors un nouveau facteur  $K$ , qui dépend également de la distance  $d$  et de la permittivité équivalente  $\epsilon_{\text{re}} = \epsilon_{\text{re}}(\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \dots, \epsilon_{rn})$  :

$$K = K(d) = (\epsilon_{\text{re}} H)_{\text{équi}} \quad \text{[III-2]}$$

Ce facteur rend compte, à la fois, de l'étendue des lignes de champ (largeur  $H$ ), et de la contribution relative de chaque diélectrique en présence  $\epsilon_{ri}$ ,  $i = 1$  à  $n$  ( $n$  est le nombre de milieux mis en jeu). Comme l'unité de  $K$  est le mètre, nous désignerons  $K$  comme étant la largeur équivalente du condensateur. Ce facteur présente l'avantage de permettre une vision globale des lignes de champ dans l'espace pour des systèmes à champ non uniforme. Il permet ainsi de ramener une vision complexe, à sa forme la plus simple, illustrée par un condensateur plan, moyennant une simple transformation utilisant le facteur  $K$ .

Par exemple, si nous supposons connue la capacité apparente  $C$  (ou l'impédance  $Z = \frac{1}{C\omega}$ ) à champ non uniforme, nous pouvons établir un facteur  $K(d)$ , exprimant la non uniformité qui s'exprime alors comme suivant :

$$K(d) = (\epsilon_r H)_{\text{équi}} = \frac{Cd}{\epsilon_0 D} = \frac{d}{Z\omega\epsilon_0 D} \quad \text{[III-3]}$$

Celui-ci exprime, pour une configuration donnée, l'étendue des lignes de champs et leur progression en fonction de la distance inter-électrodes  $d$ .

A l'inverse, si le facteur  $K(d)$  est connu, nous pouvons déterminer la capacité en fonction de la distance et par unité de longueur :

$$C = \epsilon_0 \frac{DK(d)}{d} \tag{III-4}$$

A titre d'exemple, prenons une ligne bifilaire, plongée dans un milieu unique (l'air). Le système ainsi défini conduit à une augmentation de l'étendue des lignes de champ avec la distance inter-électrodes  $d$ , c'est-à-dire à une croissance de la largeur équivalente  $H$ . Il s'agit donc d'un système à répartition du champ non uniforme (Figure III-2).

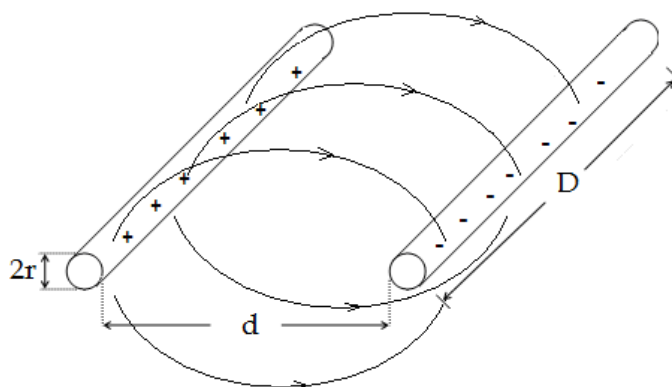


Figure III-2. Ligne bifilaire

Compte tenu de l'expression théorique de la capacité d'une ligne bifilaire :

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi D}{\ln \frac{d+2r}{r}} \approx \frac{\epsilon_0 \pi D}{\ln \frac{d}{r}}, \quad r \ll d \tag{III-5}$$

Si nous ramenons l'expression précédente au condensateur plan équivalent (Figure III-3), nous pouvons établir  $K(d)$  en fonction de la distance inter-électrodes:

$$K(d) = \frac{\pi d}{\ln \frac{d}{r}} \tag{III-6}$$

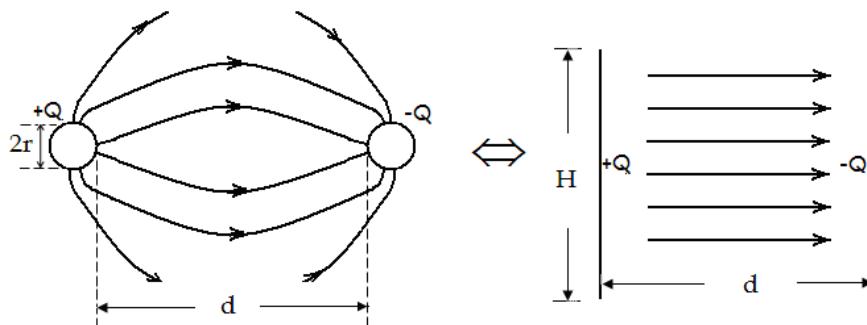


Figure III-3. Condensateur plan équivalent à celui d'une ligne bifilaire



Par exemple, pour un rayon  $r=0,5\text{cm}$  et une longueur de la ligne  $D=1\text{m}$ , les variations de la capacité par unité de longueur  $C$  et de la largeur équivalente  $K$  sont représentées sur la figure III-4 pour des variations de  $d$  allant de 0 à 45 cm.

Nous constatons la croissance régulière de  $K$  en fonction de la distance inter-électrodes.

Cela signifie que les lignes de champ se répandent de manière beaucoup plus large quand la distance inter-électrodes  $d$  augmente.

Le condensateur plan équivalent possède donc une largeur équivalente  $K$  qui augmente avec  $d$  : il en résulte une capacité qui diminue très modérément avec la distance  $d$  et une allure quasi logarithmique de l'impédance à la fréquence de 50Hz (Figure III-5).

Si, nous analysons de près l'allure de ces caractéristiques, nous constatons qu'elles sont similaires à celles établies pour notre modèle expérimental.

C'est pourquoi, dans un souci de développer et compléter le raisonnement précédent, le facteur de la largeur équivalente  $K(d)$  expérimental a été établi.

Les caractéristiques présentées sur les figures III-6 et III-7 permettent de comparer les résultats expérimentaux et simulés, dans les deux matériaux : verre et plexiglas.

Nous notons une assez bonne concordance entre les deux approches, notamment dans le cas du verre. Ceci montre que l'approche physique par équivalence est cohérente et donne des résultats tout à fait satisfaisants.

### III-3 Influence de la distance inter-électrodes $d$ : largeur équivalente $K$

Nous avons fait varier, par simulation, pour une même épaisseur du verre  $e=10\text{cm}$ , la distance inter-électrodes. Nous avons choisi, arbitrairement, une largeur ( $L$ ) de la plaque de verre égale à 1m. La longueur ( $D$ ) des électrodes est également fixée à 1m. Les électrodes choisies possèdent une largeur ( $a$ ) de 10cm.

Pour une tension de 1V, nous nous proposons d'illustrer, sur les deux interfaces, la composante normale de l'induction électrique. Celle-ci traduit, entre autre, la répartition de la charge sur les conducteurs, sur les surfaces interne et externe.

Pour une plaque de verre d'épaisseur 10cm, nous présentons (Figure III-8) la répartition des charges sur les deux surfaces interne et externe des électrodes, pour différentes distances inter-électrodes  $d$  (4, 12 et 20cm).

Les charges sont concentrées principalement sur les extrémités intérieures des électrodes : il s'agit de l'effet de proximité entre les deux conducteurs.

Pour une épaisseur donnée, la charge n'augmente pas dans les mêmes proportions que l'inverse de la distance  $d$ .

Aussi, l'impédance associée, lorsque nous éloignons les deux conducteurs, prend une allure quasi logarithmique (Figure III-9). Ceci est toujours observé lors de l'expérimentation. Nous pouvons illustrer ce résultat en proposant une représentation symbolique des lignes de champ pour deux distances différentes.

Etant donné que les surfaces équipotentielles sont perpendiculaires aux lignes de champ, leur forme dépend principalement de la distance  $d$ .

Ainsi, en augmentant la distance inter-électrodes, les lignes de champ s'élargissent, pour rejoindre l'autre électrode (Figure III-10). Dans ces conditions, la largeur équivalente est toujours plus élevée lorsque nous éloignons les électrodes.

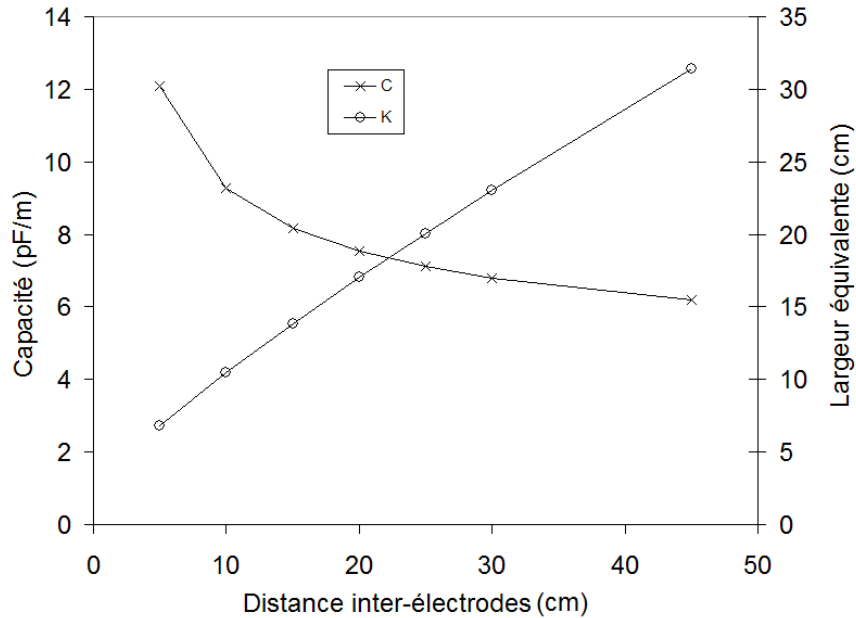


Figure III-4. Facteur K et capacité en fonction de la distance inter-électrodes (ligne bifilaire)

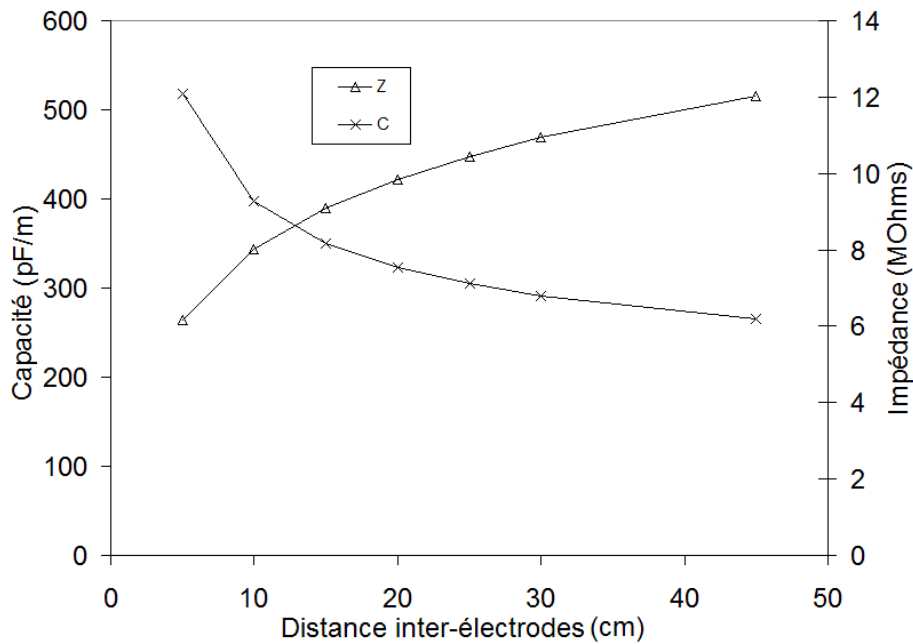


Figure III-5. Impédance et capacité apparentes en fonction de la distance inter-électrodes (ligne bifilaire)

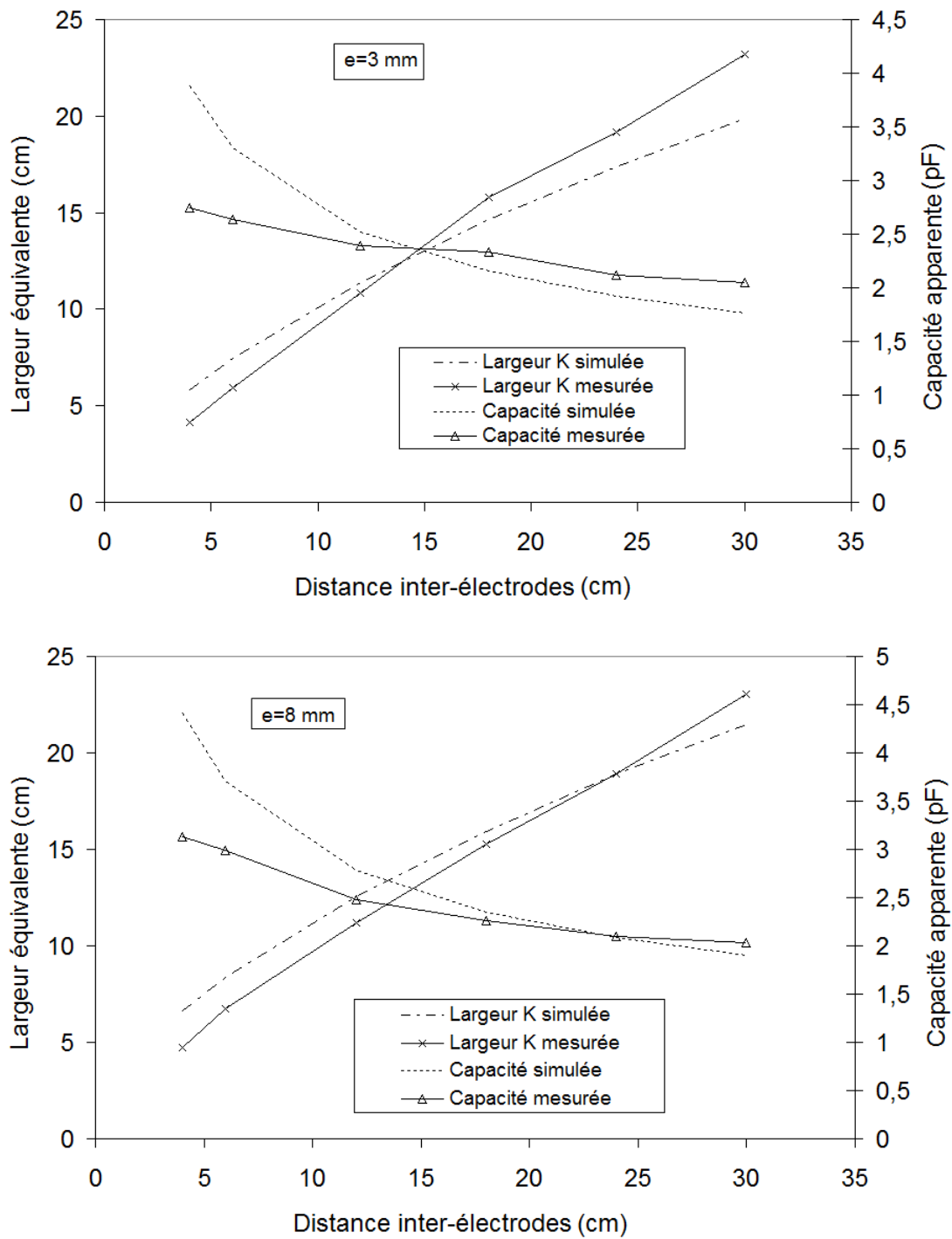


Figure III-6. Capacité apparente et largeur équivalente, simulées et mesurées, en fonction de la distance inter-électrodes, cas du plexiglas

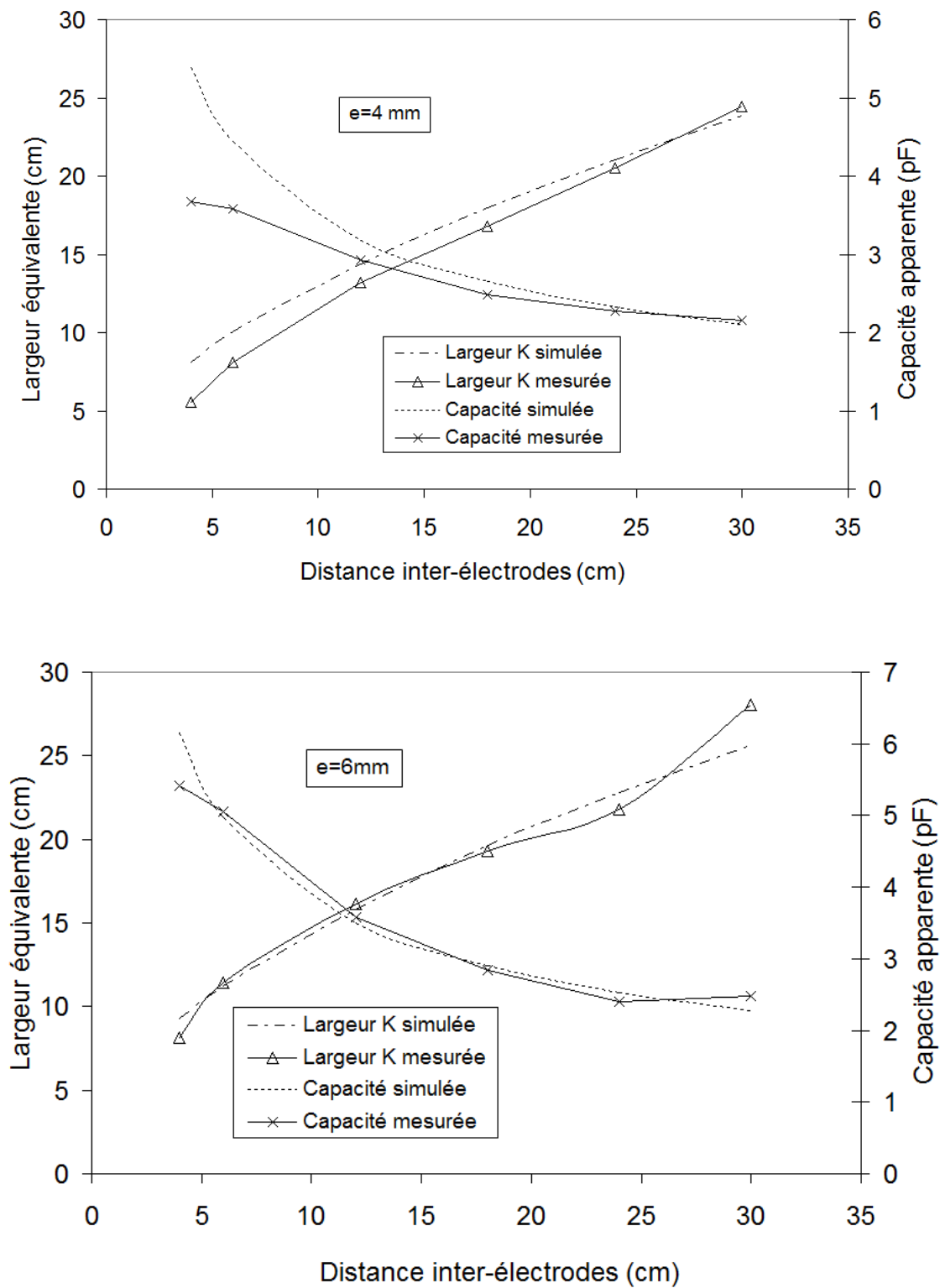
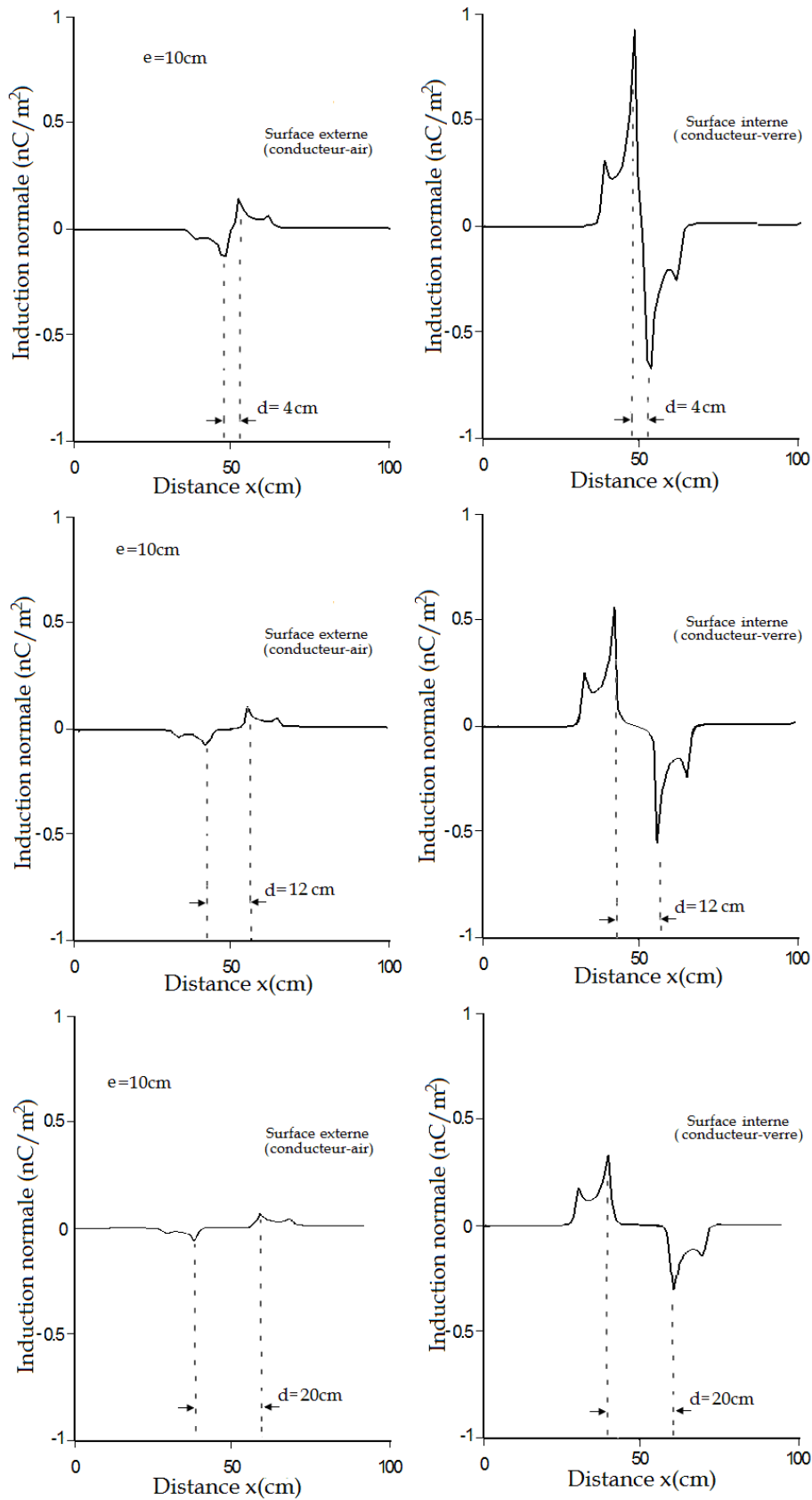


Figure III-7. Capacité apparente et largeur équivalente, simulées et mesurées, en fonction de la distance inter-électrodes, cas du verre



**Figure III-8.** Composante normale de l'induction sur les surfaces interne et externe des électrodes en fonction de la distance inter-électrodes

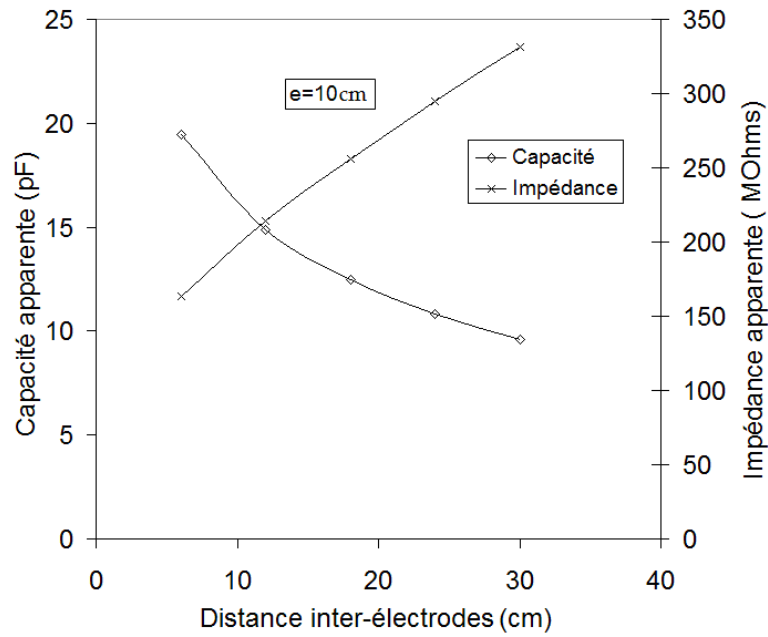


Figure III-9. Capacité et impédance apparentes simulées en fonction de la distance inter-électrodes pour une épaisseur de 10cm.

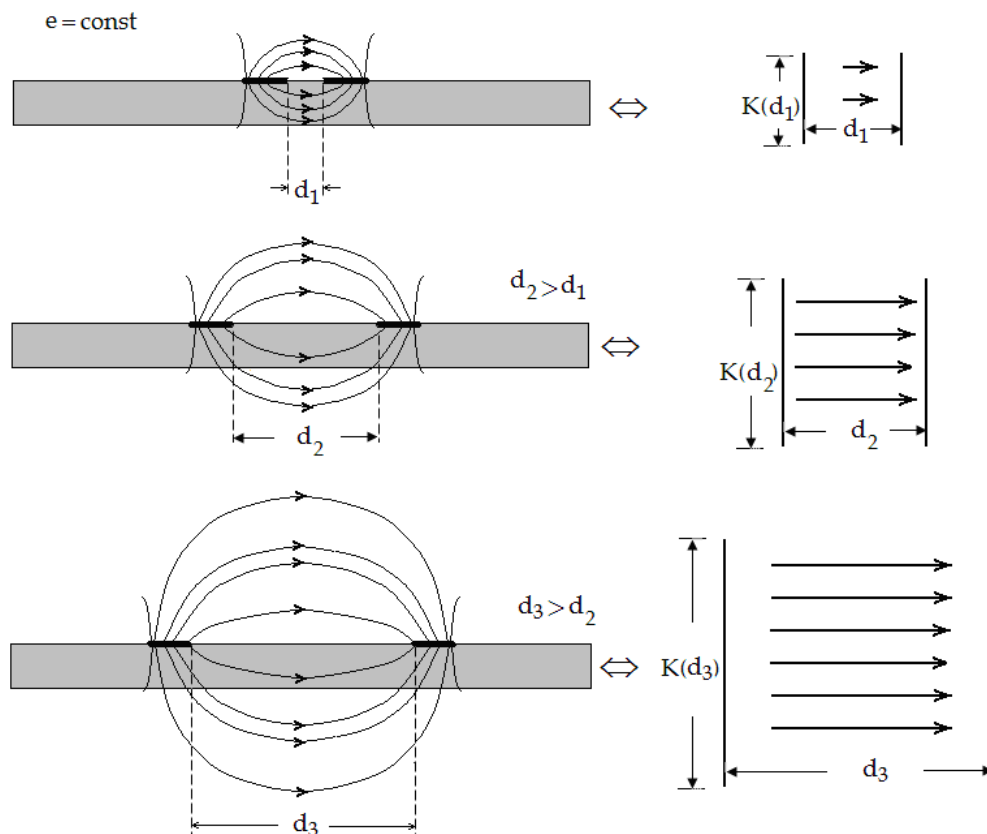


Figure III-10. Forme approximative des lignes du champ électrique, sans tenir compte de la réfraction lors du changement du milieu air-verre ( $e = \text{const}$ ,  $d$  variable)

### III-4 Influence de l'épaisseur du verre

De la même façon que précédemment, nous avons fait varier, par simulation, pour une même distance inter électrodes, l'épaisseur du verre. Nous avons choisi, arbitrairement, une largeur (L) de la plaque de verre égale à 1m. La longueur (D) des électrodes est également fixée à 1m. Les électrodes choisies possèdent une largeur (a) de 10cm. Pour une tension de 1V, nous nous proposons d'illustrer, sur les deux interfaces, la composante normale de l'induction électrique qui traduit, entre autre, la répartition de la charge sur les conducteurs.

Afin d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur sur les charges induites sur l'électrode, nous présentons (Figure III-11), pour une distance inter-électrodes constante de 30cm, la répartition des charges sur les deux surfaces interne et externe des électrodes, pour différentes épaisseurs de verre (1, 3 et 10cm).

Une attention particulière doit être accordée à la répartition de la charge sur les surfaces interne et externe des électrodes afin d'illustrer les zones de concentration maximales. On observe que le champ est intense au voisinage des extrémités des électrodes, et ce, en raison d'une forte concentration de la charge dans cette région. Cette intensité est renforcée sur les extrémités intérieures qui se font face. Il s'agit d'un effet de 'pointe', résultant de l'épaisseur considérée comme nulle des électrodes. Cet effet de pointe, associé à l'effet de proximité des électrodes, conduit à un champ maximal autour des extrémités intérieures.

Il est important de noter que les charges accumulées sur la surface externe sont constantes et ne dépendent pratiquement pas de l'épaisseur : seules les charges sur la surface internes participent donc à la croissance de la capacité en fonction de l'épaisseur.

Nous observons, en effet, que la quantité de charges accumulée sur la surface interne est toujours plus importante. Ceci est dû au fait que cette surface est en contact avec le diélectrique à permittivité la plus élevée (verre). Cette accumulation de charge dépend de l'épaisseur du matériau et est d'autant plus importante que l'épaisseur augmente.

On peut comprendre ce résultat si on considère que les lignes de champ partant de la surface interne du conducteur, peuvent être classées en deux catégories :

- Celles qui traversent uniquement le verre pour rejoindre l'autre électrode : la capacité associée à ces lignes de champ est élevée par rapport à celle associée aux lignes de champ dans l'air, vu le rapport des permittivités qui est de 6.
- Celles qui traversent les deux milieux (verre-air-verre) avant de rejoindre l'autre électrode : dans ces conditions, les deux milieux constituent un ensemble de trois impédances en série, et où celle associée à l'air est élevée par rapport à celles associées au verre, toujours à cause du rapport des permittivités. Par conséquent, la capacité équivalente de l'ensemble est beaucoup plus faible que celle où les lignes de champ ne traversent que le verre. Cette capacité équivalente est imposée principalement par le trajet des lignes de champ qui se fait dans l'air.

C'est pour cette raison qu'en augmentant l'épaisseur, les charges induites sur la surface interne sont plus importantes, puisqu'il s'agit d'une situation où une plus grande partie des lignes de champ traversent uniquement le verre.

Dans ces conditions, on peut s'attendre, théoriquement, à une stabilisation de la valeur de la capacité, à partir d'une épaisseur limite  $e_l$ , supposée suffisamment grande pour être considérée comme infinie.

Celle-ci dépendrait principalement de la distance inter-électrodes. On peut illustrer ce constat en traçant, pour deux distances inter-électrodes (6 et 30cm), les capacités et impédances associées (Figure III-12).

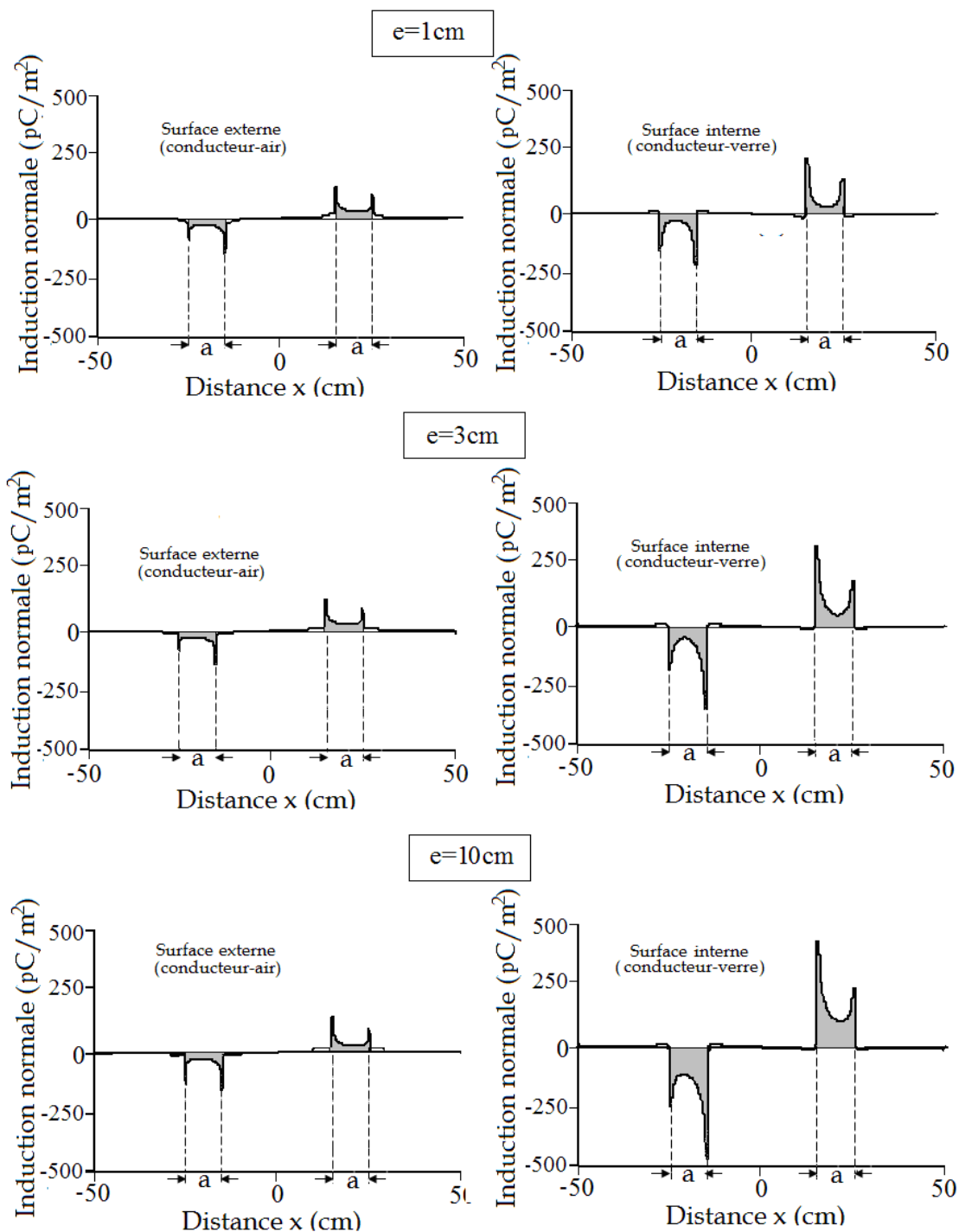
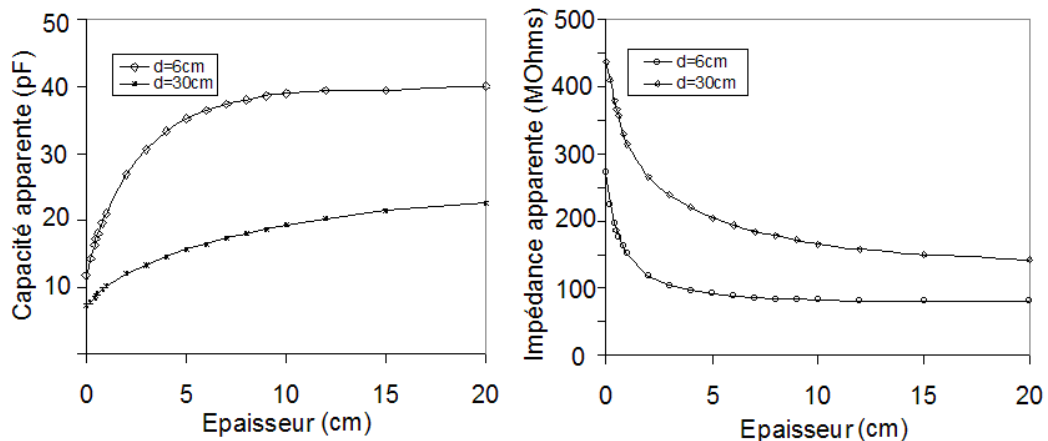


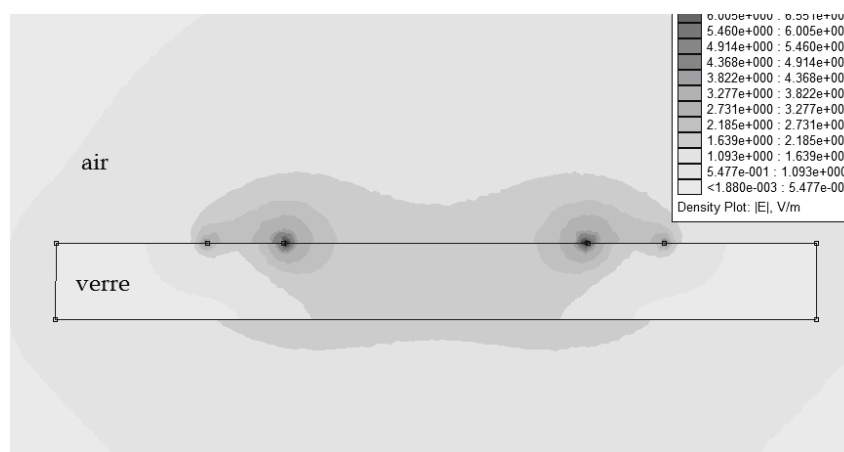
Figure III-11. Influence de l'épaisseur sur la composante normale de l'induction





**Figure III-12.** Capacités et impédances associées en fonction de l'épaisseur du verre

L'allure de ces deux caractéristiques montre que, pour la plus faible distance inter-électrodes ( $d=6\text{cm}$ ), la capacité croît de manière très prononcée pour les petites épaisseurs, puis finit par se stabiliser à partir d'une épaisseur d'environ 6cm. Pour une distance plus élevée ( $d=30\text{cm}$ ), la croissance est plus modérée et la caractéristique évolue vers un palier constant à une épaisseur supérieure à 20cm. Ainsi, pour les faibles valeurs de la distance inter-électrodes, ces dernières étant plus rapprochées, les lignes de champ partant de la surface interne du conducteur, passent surtout par le verre. On peut donc en déduire que le palier constant est atteint pour une épaisseur d'autant plus faible que les électrodes sont rapprochées. Afin de mieux illustrer l'influence du matériau diélectrique, nous présentons une visualisation (Figures III-13 et III-14) du champ et de l'induction sur la section plane du dispositif, fournie par le code de calcul, pour une distance inter-électrodes de 40cm et une épaisseur de 10cm.



**Figure III-13.** Illustration du champ électrique sur une section plane du dispositif



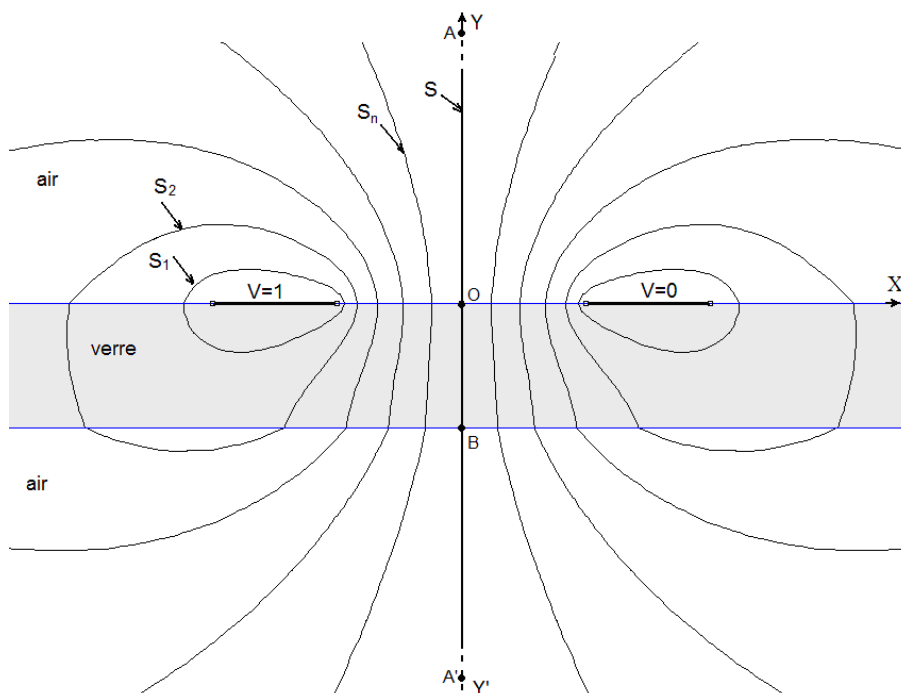
**Figure III-14.** Illustration de l'induction électrique sur une section plane du dispositif

Nous observons bien que le champ est intense au voisinage des extrémités des électrodes, notamment autour des extrémités qui se font face, ainsi que nous l'avons établi précédemment. Nous remarquons que le champ est aussi intense dans l'air que dans le verre. Par contre, l'induction électrique, est concentrée principalement dans le verre, en raison de sa grande permittivité : la charge est donc plus élevée sur la surface interne de l'électrode. La répartition dans la section plane présentée vient donc confirmer l'allure des caractéristiques de l'induction normale présentées pour les deux interfaces.

### III-5 Méthode de superposition proposée

Etant donné que chaque diélectrique contribue, en fonction de ses proportions, à une répartition bien précise de la charge sur les surfaces interne et externe du conducteur, une méthode de séparation des capacités est proposée.

Celle-ci permet d'évaluer le degré d'influence du matériau utilisé par rapport à l'air dans la valeur de la capacité apparente. Nous proposons donc de calculer, séparément, les capacités associées aux différents milieux qui imposent la quantité de charge sur le conducteur. Chaque électrode étant placée entre deux milieux distincts, les surfaces externe et interne se chargent en fonction des configurations électro-géométriques imposées. La charge totale qui permet de calculer la capacité peut être décomposée en plusieurs parties, chacune d'elle étant associée à une partie de la surface conductrice. En effet, en appliquant le théorème de Gauss, il est possible de choisir n'importe quelle surface équipotentielle fermée (Figure III-15), de la subdiviser en surfaces partielles, et de calculer le flux de l'induction électrique pour chacune d'entre elles.



**Figure III-15.** Illustration des surfaces équipotentielles

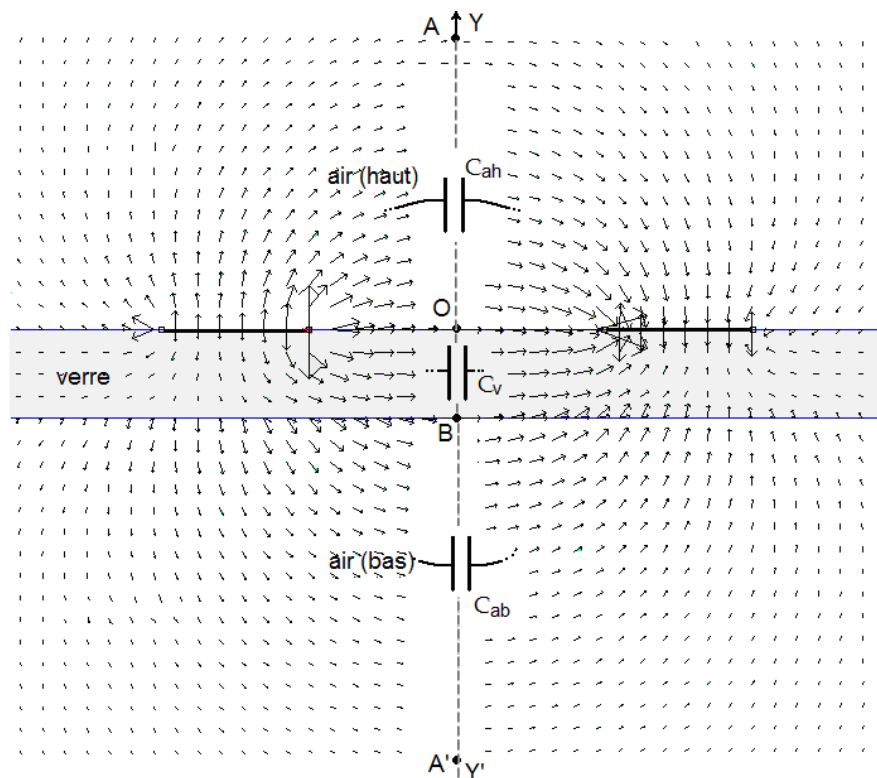
On associe à chaque flux calculé, une capacité partielle, la capacité globale étant la somme de chaque capacité calculée séparément. Si toutes les surfaces équipotentielles  $S_i$  peuvent permettre de fractionner la capacité globale, il en existe une seule qui conduit à spécifier de manière intéressante les capacités partielles.

En effet, toutes les surfaces équipotentielles présentent des profils géométriques complexes (elliptiques autour des électrodes et hyperboloïde à proximité du plan de symétrie), sauf celle qui correspond au milieu de la distance inter-électrodes, et qui est symbolisée par la droite  $YY'$  (Figure III-15). Dans ce cas, la surface équipotentielle est plane et constitue le plan de symétrie du dispositif. Le champ possède sur toute cette surface équipotentielle la même direction, parallèle à l'axe  $OX$ .

Dans ces conditions, la surface de gauss devient infinie et si on désigne par  $(y)$  la distance d'un point de la droite  $YY'$  par rapport à l'origine, il suffit d'intégrer la composante normale de l'induction électrique sur toute la surface plane pour déterminer la capacité globale.

En pratique, il suffit de choisir un contour extérieur suffisamment grand pour que le champ soit quasiment nul à proximité du contour (il s'agit alors du contour optimal). On peut alors procéder, pour chaque distance inter-électrodes, à une intégration finie entre les points  $A$  et  $A'$ , choisis les plus proches possibles du contour extérieur.

En décomposant le segment  $AA'$  ( $AO$ ,  $OB$  et  $BA'$ ), on peut aussi subdiviser la capacité apparente  $C$  en trois parties distinctes, illustrées sur la figure III-16.



**Figure III-16.** Surface équipotentielle plane et capacités partielles associées

La capacité globale apparente s'exprime alors comme :

$$C(e) = C_{ah} + C_v(e) + C_{ab}(e) \quad \text{[III-7]}$$

avec :

$C_{ah}$  (air-haut) : capacité qui correspond aux lignes de champ qui partent de la surface externe et dont le parcours se fait exclusivement dans l'air. Cette capacité est constante pour une même distance inter-électrodes et ne dépend pas de l'épaisseur du verre. Elle se calcule en intégrant l'induction électrique sur la surface correspondant au segment AO.

$C_v(e)$  : correspond aux lignes de champ qui ne traversent *que le verre* : elle se calcule en intégrant l'induction électrique sur la surface correspondant au segment OB. La valeur de cette capacité dépend de l'épaisseur du verre et varie entre deux valeurs extrêmes correspondant à  $e = 0$  et  $e \rightarrow \infty$ , on a alors :

$$\begin{cases} C_v(0) = 0 \\ C_v(\infty) = \epsilon_r C_{ah} = 6C_{ah} \end{cases} \quad \text{[III-8]}$$

$C_{ab}(e)$  (air-bas) est celle qui correspond aux lignes de champ qui partent de la surface interne et qui traversent les deux milieux. Elle s'obtient aussi par intégration de l'induction sur la surface correspondant au segment BA'. La valeur de  $C_{ab}$  est, en grande partie, imposée par l'air (rapports des permittivités air-verre).

De plus cette capacité varie entre deux valeurs extrêmes correspondant à  $e = 0$  et  $e \rightarrow \infty$ :

$$\begin{cases} C_{ab}(0) = C_{ah} \\ C_{ab}(\infty) = 0 \end{cases} \quad \text{[III-9]}$$

La capacité globale  $C(e)$ , d'après l'expression [III-7] varie donc entre les deux valeurs extrêmes correspondant à  $e = 0$  et  $e \rightarrow \infty$ :

$$\begin{cases} C(0) = C_{\min} = 2C_{ah} \\ C(\infty) = C_{\max} = (1 + \epsilon_r)C_{ah} = 7C_{ah} \end{cases} \quad \text{[III-10]}$$

On peut établir le rapport entre les deux valeurs extrêmes, et ce quelque soit la configuration géométrique adoptée:

$$k = \frac{C_{\max}}{C_{\min}} = \frac{(1 + \epsilon_r)}{2} = 3.5 \quad \text{[III-11]}$$

La figure III-17 montre l'évolution de la composante normale de l'induction sur le plan YY', en fonction de la distance y. Celle-ci montre, à travers les surfaces indiquées en plusieurs tons de gris, l'évolution de chaque capacité partielle, pour quatre épaisseurs allant de 5 à 20cm, et pour une distance d constante de 20cm.

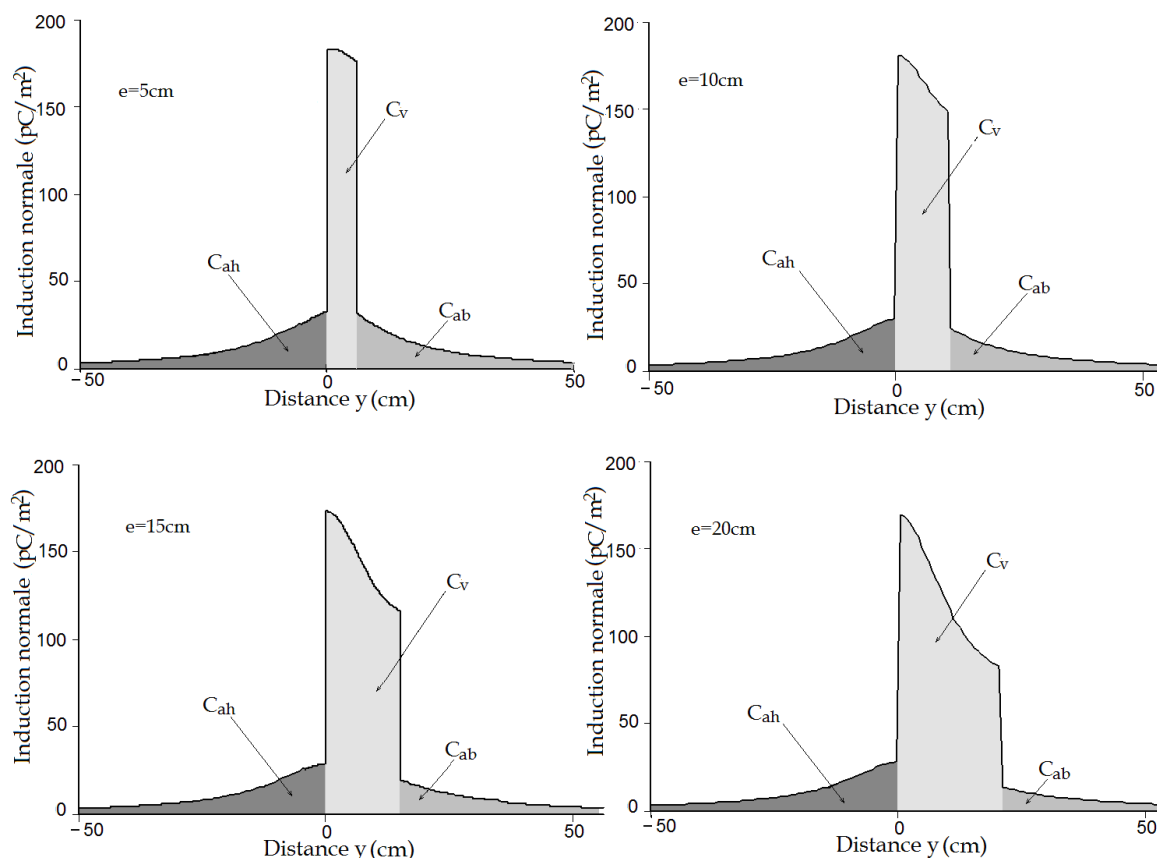
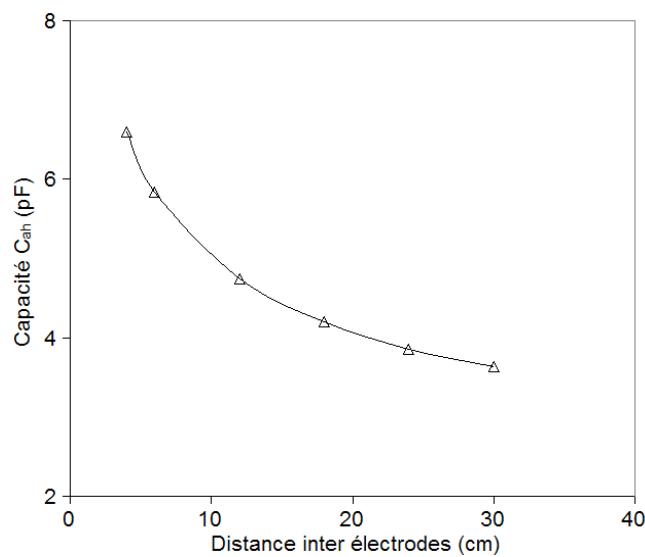


Figure III-17. Evolution de la composante normale de l'induction sur le plan YY'

Il ressort de cette illustration que, pour une même distance inter-électrodes:

- La surface représentant la capacité  $C_{ah}$  est constante, et ne dépend pas de l'épaisseur, ainsi que nous l'avons déjà établi.
- La capacité  $C_v$  augmente de manière notable avec l'épaisseur.
- La capacité  $C_{ab}$  diminue modérément avec l'épaisseur. Elle est pratiquement égale à  $C_{ah}$ , pour une épaisseur de 5cm et on note que  $C_{ab}$  devient très faible pour l'épaisseur la plus élevée choisie de 20cm: ce résultat est conforme aux analyses faites précédemment. Puisque c'est la valeur de  $C_{ah}$  qui détermine, à elle seule, l'intervalle dans lequel évolue chaque capacité partielle, nous avons tracé la caractéristique  $C_{ah}(d)$  (Figure III-18). Celle-ci peut s'exprimer sous la forme:

$$C_{ah}(d) = 10d^{-0,3} \quad (\text{Avec } d \text{ en cm et } C \text{ en pF}) \quad [\text{III-12}]$$



**Figure III-18.** Capacité partielle  $C_{ah}$  en fonction de la distance inter-électrodes

Si on définit la capacité  $C_a$  comme étant la superposition des deux capacités  $C_{ah}$  et  $C_{ab}$ , on exprime la capacité apparente comme :

$$C = C_{ah} + C_{ab} + C_v = C_a + C_v \quad [\text{III-13}]$$

Dans ces conditions, la capacité  $C_a$  doit évoluer entre:

$$\begin{cases} C_a(0) = C_{ah} + C_{ab}(0) = 2C_{ah} \\ C_a(\infty) = C_{ah} + C_{ab}(\infty) = C_{ah} \end{cases} \quad [\text{III-14}]$$

Il est alors possible d'observer l'évolution de la capacité apparente  $C$ , de celle du verre  $C_v$  et de celle de  $C_a$  séparément en fonction de l'épaisseur du matériau et pour plusieurs distances inter-électrodes. De plus, on peut établir, pour chaque capacité partielle, les valeurs minimales et maximales prévues à partir de l'équation analytique [III-12] et les expressions [III-8], [III-10] et [III-14].

La figure III-19 illustre les variations des capacités  $C(e)$ ,  $C_a(e)$  et  $C_v(e)$  pour trois distances inter-électrodes ( $d=6, 18$  et  $30$ cm).

Pour les très faibles épaisseurs du verre, nous observons une légère augmentation de  $C_a$ . Ceci peut s'expliquer par la présence du diélectrique qui conduit à une réfraction des lignes de champ: quand on augmente l'épaisseur du verre, le trajet qu'elles ont dans l'air est changé, sans que l'épaisseur du verre soit suffisante pour 'remplacer' la variation de la longueur des lignes de champ. Cette compensation ne serait effective qu'à partir d'une épaisseur d'environ 1cm dans la majorité des caractéristiques. Pour toutes les distances inter-électrodes, la capacité  $C_a$  diminue pratiquement de moitié entre  $e=0$  et  $e=20$ cm, et tend vers la capacité  $C_{ah}$ : ceci est en parfaite conformité avec l'expression analytique [III-12] et celle [III-14] établie pour les valeurs extrêmes.

L'analyse des caractéristiques  $C_v(e)$  montre également une concordance avec les expressions établies puisque les trois caractéristiques partent de zéro et tendent toutes vers les valeurs  $C_{vmax}$  prévues par l'équation [III-8].

Le même constat peut être fait pour  $C(e)$  (voir [III-10]) et le rapport entre  $C_{max}$  et  $C_{min}$  semble bien avoisiner la valeur  $k=3,5$  (voir [III-11]), qui correspond à une permittivité relative de 6 et ce, pour toutes les distances inter-électrodes.

Afin d'évaluer l'influence de la distance inter-électrodes sur les proportions relatives des capacités partielles, nous présentons les caractéristiques  $C$ ,  $C_v$  et  $C_a$  sur un même graphe (Figure III-20). Ainsi, nous pouvons établir, pour les trois distances inter-électrodes, les intervalles de  $e$  pour lesquels une des capacités partielles  $C_v$  ou  $C_a$  domine. Pour les très faibles valeurs de l'épaisseur, c'est la capacité  $C_a$  de l'air qui prévaut, et il est possible d'établir une épaisseur seuil  $e_s$  remarquable pour laquelle les deux capacités sont égales (Figure III-20). Cette épaisseur spécifique dépend de la distance inter-électrodes: elle est d'autant plus importante que cette dernière est élevée. Elle vaut approximativement 1,8 ; 3,5 et 5cm pour les distances inter-électrodes 6, 18 et 30cm respectivement.

A partir de  $e_s$ , c'est la capacité du verre qui devient plus importante. Nous notons que, excepté pour les très faibles épaisseurs, les deux caractéristiques  $C_v$  et  $C_a$  varient en sens inverse: alors que  $C_v$  augmente naturellement avec l'épaisseur, la capacité  $C_a$  décroît légèrement. En augmentant l'épaisseur, le matériau diélectrique occupe progressivement l'espace qui était occupé par l'air: la croissance de la capacité  $C_v$  du verre s'accompagne donc forcément par une décroissance de  $C_a$ . Comme, en plus, la permittivité  $\epsilon_r$  verre est plus élevée que celle de l'air, la croissance de  $C_v$  est beaucoup plus manifeste.

Par ailleurs, on note une épaisseur limite  $e_l$  pour laquelle la capacité  $C_v$  devient pratiquement constante et égale à  $C_{vmax}$ . Cette épaisseur limite dépend de la distance inter-électrodes. Pour une distance de 6cm, la capacité maximale est très largement atteinte pour une épaisseur de 20cm, tandis que pour les distances 18 et 30cm, celle-ci est supérieure à 20cm. En effet, pour une même épaisseur, plus la distance inter-électrodes est grande, et plus nombreuses sont les lignes de champ partant de  $S_i$ , qui possèdent un long trajet à travers l'air: il faut alors augmenter l'épaisseur du diélectrique pour voir la capacité se stabiliser.

Enfin, la variation de la capacité apparente  $C$  suit approximativement la variation de  $C_v$ . Ceci est dû au fait que  $C$  s'exprime comme la superposition de  $C_v$  et  $C_a$ .

A partir du moment où la capacité  $C_a$  est faible et varie peu, la capacité  $C$  finit par se stabiliser à partir d'une certaine épaisseur limite  $e_l$ , à l'instar de  $C_v$ .

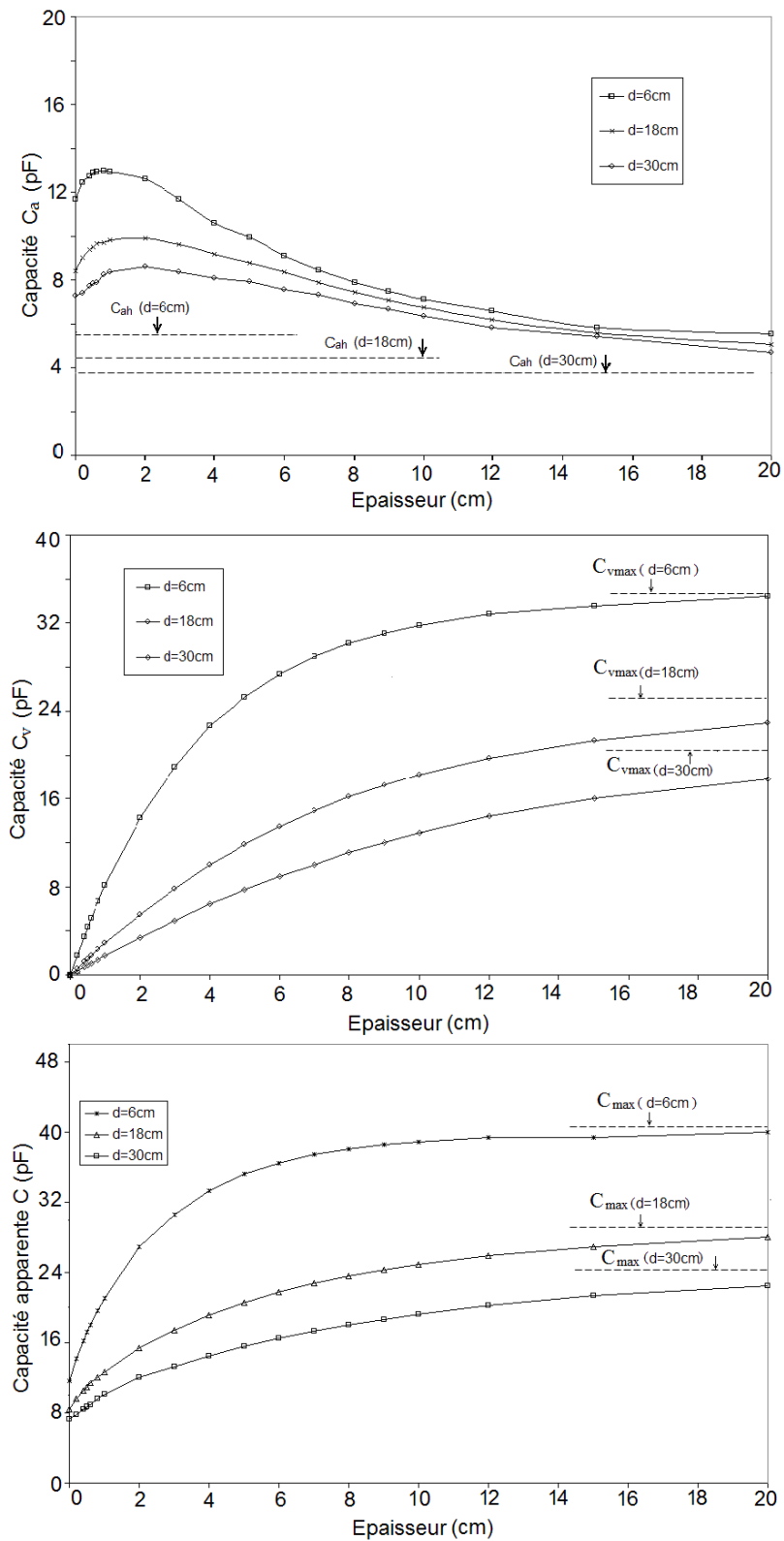


Figure III-19. Capacités  $C_a$ ,  $C_v$  et  $C$  en fonction de l'épaisseur du verre



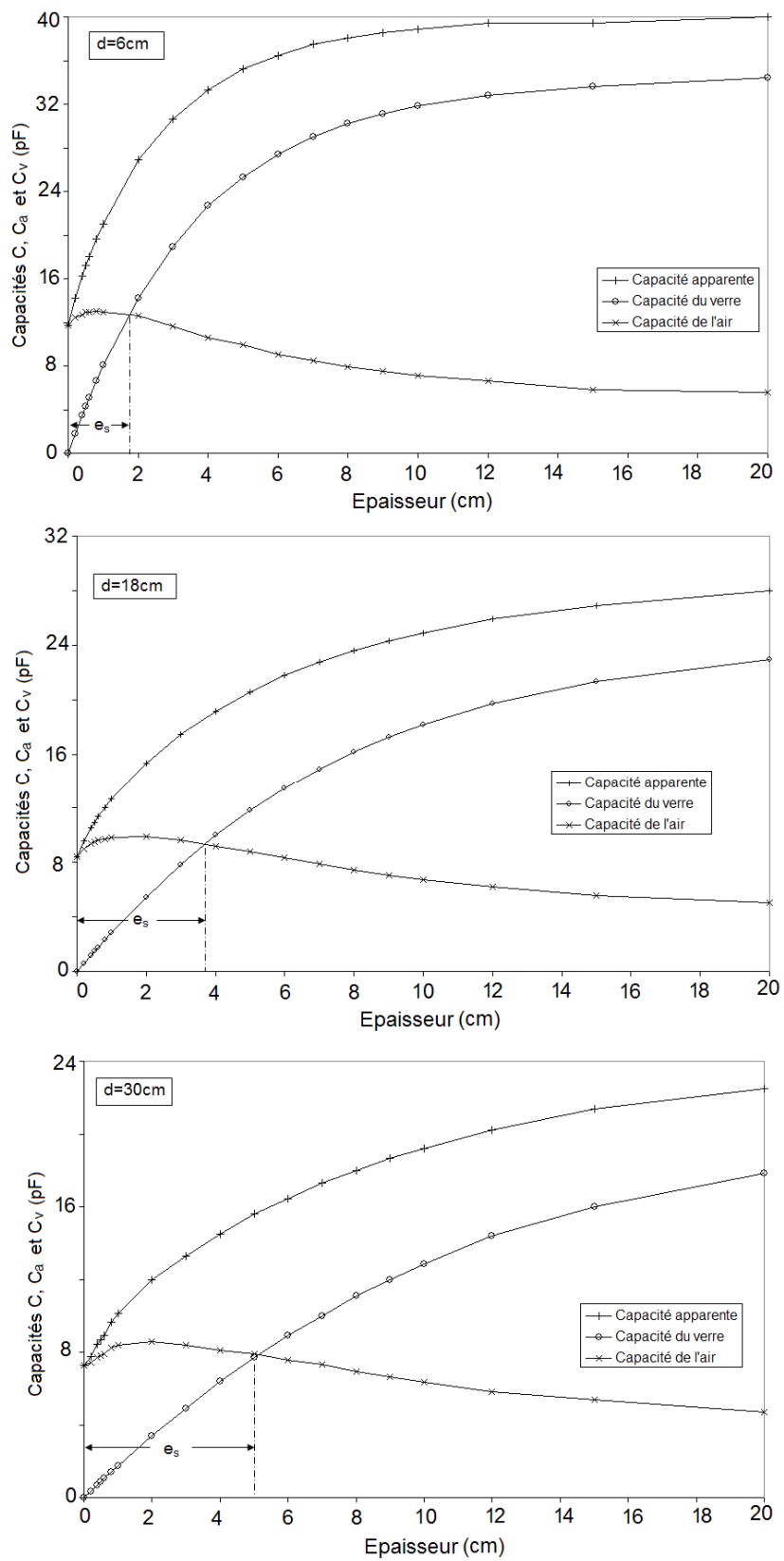


Figure III-20. Illustration de l'épaisseur seuil

### III-6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'avoir une vision plus étendue sur le comportement de l'isolant en fonction de ses proportions et des distances inter-électrodes choisies.

Ainsi, la notion de largeur équivalente  $K$  peut permettre de rendre compte de l'étendue des lignes du champ électrique et de leur évolution avec la distance inter-électrodes.

Cette notion, appliquée à notre modèle de laboratoire, a montré une bonne concordance entre les deux approches, théorique et expérimentale et permet d'expliquer l'allure quasi logarithmique de l'impédance apparente en fonction de la distance inter-électrodes.

Par ailleurs, comme nous l'avons constaté lors des essais, l'épaisseur du matériau joue aussi un rôle non négligeable, et nous en avons envisagé, par simulation, une grande plage de variation. Nous avons établi que la capacité apparente présente alors une saturation en fonction de l'épaisseur de la plaque.

Par ailleurs, en raison du rapport des permittivités air-matériau ainsi que du trajet des lignes de champ, *la charge* (en particulier sur la surface interne de l'électrode), pour une distance inter-électrodes donnée, augmente avec l'épaisseur du matériau.

Après avoir procédé à une méthode de superposition, où les deux milieux ont été séparés, nous avons montré que la capacité apparente associée aux lignes de champ se situant au dessus du dispositif plan  $C_{ah}$  est constante pour une même distance inter-électrodes.

La capacité apparente évolue alors entre deux valeurs extrêmes, qui ne dépendent que de  $C_{ah}$ , et dont le rapport est toujours constant pour une permittivité donnée.

Ce résultat peut être étendu à tout autre matériau de permittivité relative  $\epsilon_r$ .

# *Chapitre IV*

*Analyse du modèle placé à une  
distance variable du sol*

### **IV-1 Introduction**

Nous abordons dans ce dernier chapitre, l'étude du degré d'influence du sol sur le comportement du modèle plan déjà étudié dans les chapitres précédents.

Ainsi, le modèle est étudié pour plusieurs distances par rapport au sol et ce en variant la distance inter-électrodes. Les résultats expérimentaux concernent la tension de contournement, le courant de fuite, l'impédance électrique équivalente et la capacité totale du système.

Une approche par simulation est faite, en considérant les mêmes paramètres. Une comparaison est effectuée entre les valeurs simulées et mesurées de la capacité du système, l'impédance totale et du courant de fuite.

### **IV-2 Influence des capacités parasites sur les mesures HT**

Dans la pratique, la proximité du sol ou de tout autre conducteur voisin du dispositif donne lieu à des courants dérivés pouvant fausser la mesure puisque le dispositif de mesure ne reçoit qu'une partie du courant qu'il est censé mesurer. C'est pourquoi les mesures spécifiques au domaine de la haute tension sont souvent accompagnées de précautions particulières, afin d'étudier, sans risque d'erreurs, les dispositifs mis sous tension.

En effet, l'utilisation de tensions élevées peut donner lieu à des courants capacitifs indésirables, susceptibles de fausser les mesures de courants, déjà très faibles (de l'ordre du micro-ampère), qui circulent à travers l'isolant.

Ces courants dérivés sont dus aux matériaux conducteurs constituant l'environnement expérimental (transformateur, porte métallique, sol, etc.), et situés à une distance donnée de l'objet d'étude. Ces conducteurs peuvent être placés sous un potentiel fixe (exemple : sol mis à la terre) ou isolés (dans ce cas, on considère le conducteur comme globalement neutre). Dans les deux cas de figures, les lignes de champ sont déviées, et les charges induites sur les conducteurs traduisent une consommation capacitive supplémentaire.

### IV-2-1 Exemple de la ligne bifilaire

Pour analyser ce phénomène, nous présentons, à titre d'exemple, une illustration des lignes de champ, des charges induites et des équipotentielles dans le cas particulier de conducteurs cylindriques, représentant une ligne bifilaire.

Plusieurs cas sont alors envisagés par simulation, selon l'environnement de la ligne, en prenant dans tous les cas, les potentiels 'un' ( $V=1V$ ) et 'zéro' ( $V=0V$ ) pour chaque conducteur.

#### IV-2-1-1 Ligne bifilaire isolée

Une ligne bifilaire peut être considérée comme étant constituée de deux cylindres de longueur infinie (câbles) et portés à des potentiels différents.

Si l'un des câbles est suffisamment éloigné de tout autre conducteur, un potentiel imposé à ce dernier, s'accompagne d'une accumulation surfacique uniforme de charge. Dans ces conditions, les lignes de champ électriques sont radiales et on leur associe un ensemble de surfaces équipotentielles cylindriques orthogonales (Figure IV-1).

L'intensité du champ est représentée par le ton du gris. Ainsi, c'est à proximité du conducteur que le gris est le plus foncé, ce qui signifie que le champ est plus important.

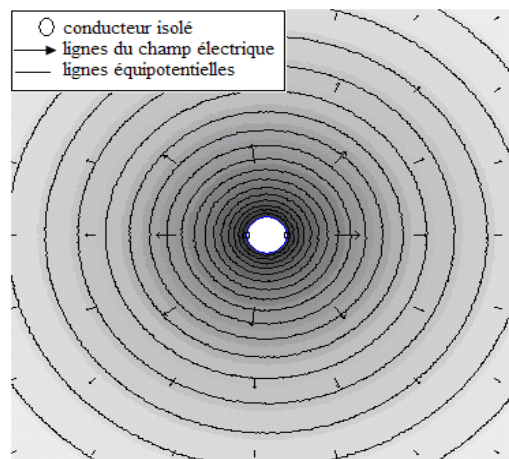
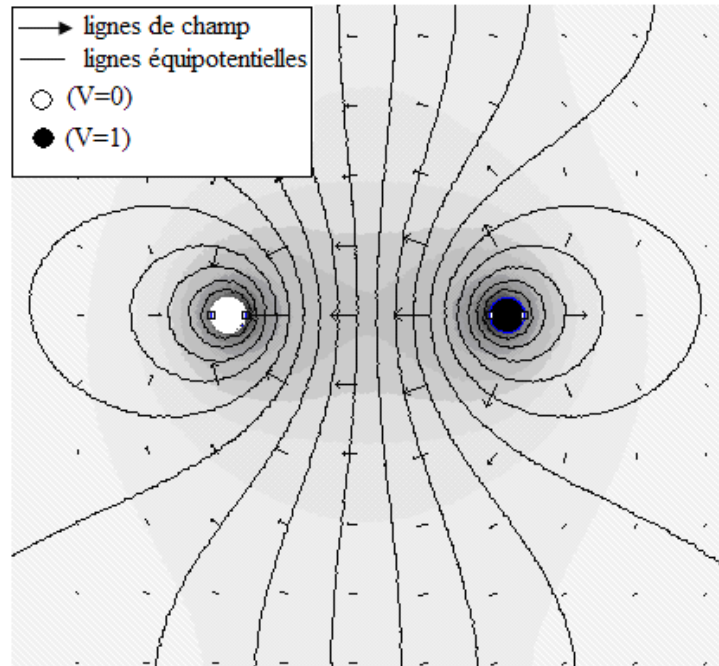


Figure IV-1. Lignes du champ et équipotentielles cas d'un conducteur isolé

Si on tient compte de la proximité des deux câbles portés à des potentiels différents, et suffisamment éloignés de tout conducteur parasite, les lignes équipotentielles et l'intensité du champ autour des conducteurs, possèdent une allure symétrique et les charges se répartissent de manière égale sur chacun des conducteurs. Cependant, la répartition des charges n'est pas uniforme : la densité de charge est renforcée sur les parties conductrices les plus proches. Une simulation sur FEMM4 nous a permis d'illustrer les lignes équipotentielles et l'intensité du champ, dans ces conditions (Figure IV-2).



**Figure IV-2.** Illustration des lignes équipotentielles et de l'intensité du champ d'une ligne bifilaire isolée

#### IV-2-1-2 Influence d'un conducteur parasite

La présence d'un conducteur neutre ( $Q=0$ ) ou d'un conducteur soumis à un potentiel donné (par exemple,  $V=0$ ) situé à proximité de cette ligne, change la répartition et la quantité de la charge induite : la distribution du champ et les lignes équipotentielles seront donc modifiées.

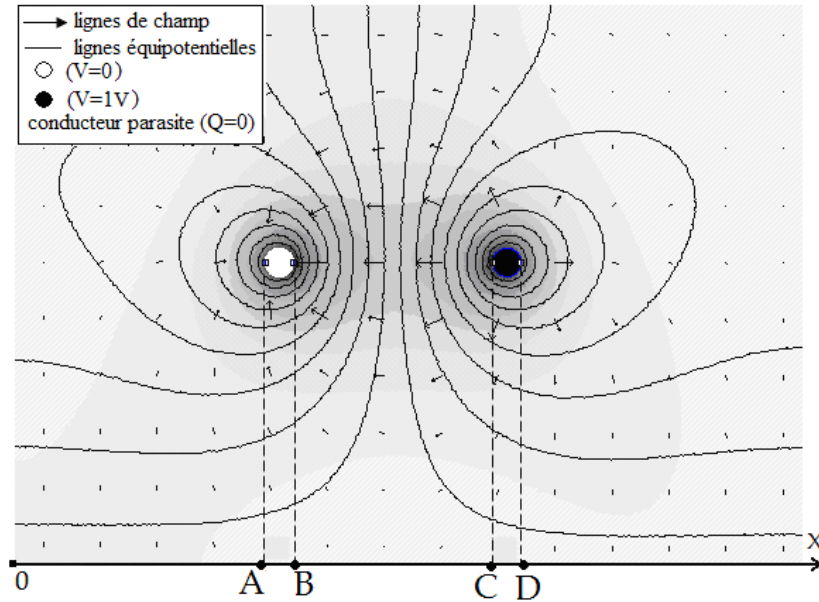
Dans ce qui suit, nous présentons une projection géométrique des deux électrodes ( $V=0$  et  $V=1V$ ) sur le conducteur, pour repérer la concentration des charges induites sur les zones situées en face des deux électrodes.

Les zones sont donc repérées par les segments AB et CD.

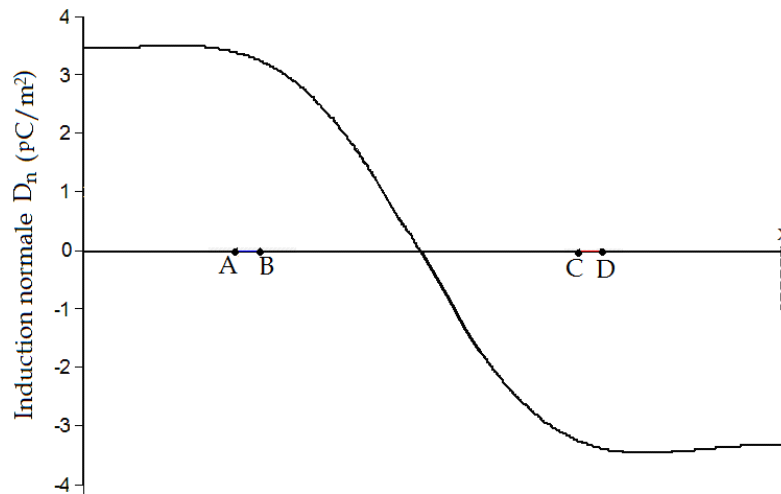
- **Influence d'un conducteur parasite isolé ( $Q=0$ )**

Dans le cas où le conducteur parasite est neutre (Figure IV-3(a)), les lignes équipotentielles sont réparties d'une manière symétrique et la quantité de charge induite est distribuée équitablement entre les deux câbles. On peut montrer que, dans l'exemple que nous avons pris, la charge augmente de la même manière sur les deux conducteurs lorsqu'on rapproche le conducteur parasite de la ligne.

Comme le conducteur parasite est initialement neutre, la charge totale reste toujours nulle. Cependant, on y note une accumulation locale équilibrée, dans les deux zones situées en face des électrodes (induction normale sur le conducteur, en fonction de la distance  $x$  par rapport à l'origine 0 illustrée sur la figure IV-3 (b)).



(a) Répartition du champ et des lignes équipotentielles



(b) Induction normale sur le conducteur parasite

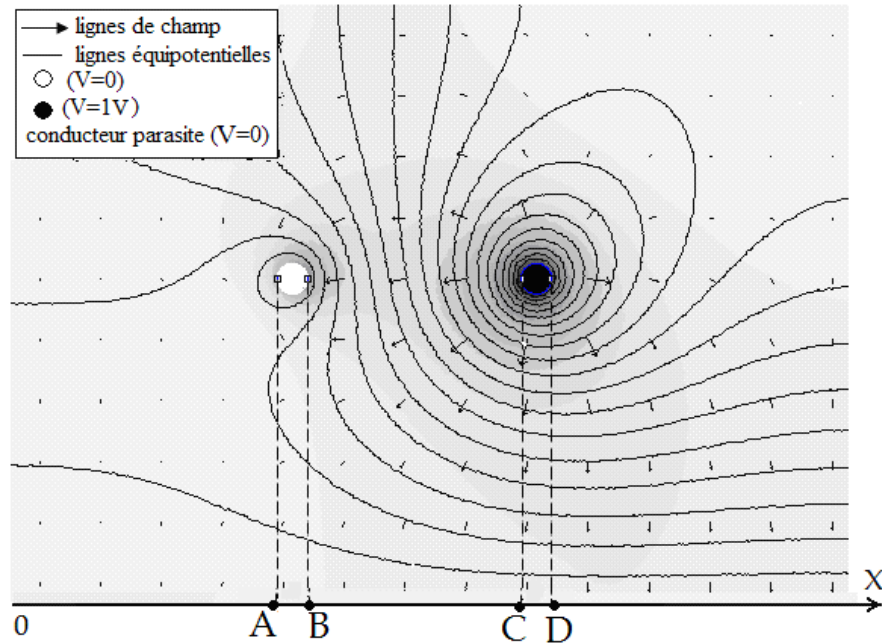
**Figure IV-3.** Influence d'un conducteur neutre ( $Q=0$ )

- **Influence d'un conducteur parasite à potentiel imposé ( $V=0$ )**

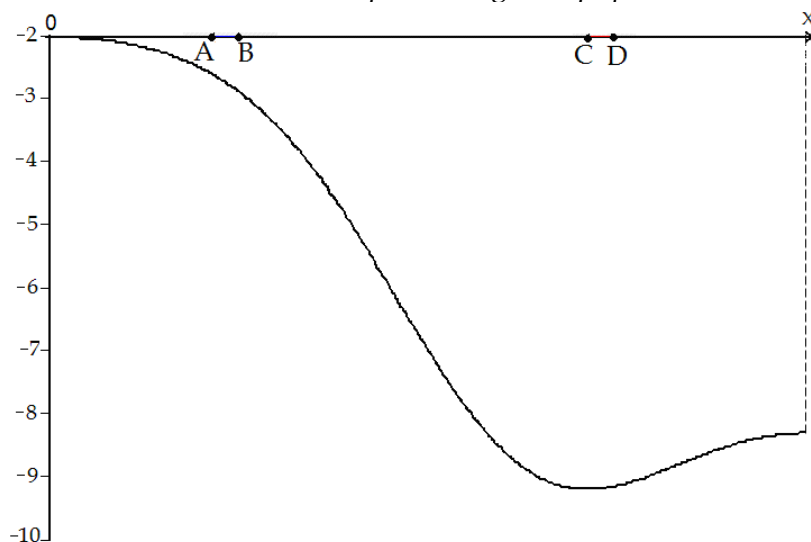
Dans le cas où le conducteur parasite est soumis à un potentiel donné ( $V=0$  dans notre exemple), les charges se répartissent de manière plus complexe. Ainsi, l'influence dépend de la différence de potentiel entre chaque câble et le conducteur parasite. Dans l'exemple que nous avons traité, l'intensité du champ électrique ainsi que les surfaces équipotentielles sont concentrées sur l'électrode  $V=1V$  (Figure IV-4 (a)).

La présence du conducteur parasite renforce l'accumulation de charge sur l'électrode  $V=1V$ , au détriment de l'électrode portée à  $V=0$  sur laquelle on peut montrer que la densité  $y$  est d'autant moins élevée que le conducteur se rapproche.

Dans ces conditions, les charges induites au niveau du conducteur parasite sont principalement concentrées dans la zone située en face de l'électrode HT (induction normale en fonction de la distance  $x$  illustrée sur la figure IV-4 (b)). Ces charges sont de signe opposé (négatif dans notre exemple) à celui de la borne  $V=1V$ .



(a) Illustration du champ et des lignes équipotentielles



(b) Induction normale sur le conducteur parasite

**Figure IV-4.** Influence d'un conducteur de potentiel nul ( $V=0$ )



### IV-2-2 Influence sur les mesures HT

L'exemple que nous avons traité dans les paragraphes précédents, illustre la difficulté d'effectuer des mesures convenables, si on néglige l'environnement direct d'un dispositif expérimental. Dans la plupart des essais effectués dans le domaine de la haute tension, les mesures de courants dans le matériau isolant se font à partir de la borne terre, généralement mise à un potentiel constant, pris comme étant nul. Le signal est alors récupéré à travers un oscilloscope et une impédance de mesure, censés nous renseigner sur le courant de fuite de l'isolant. Cependant, les courants relevés sont, sauf en cas de forte conductivité superficielle due à la pollution, de nature capacitive : la mesure effectuée sur l'oscilloscope est donc l'image de la variation de la *charge accumulée* sur la borne Terre ( $V=0$ ) et qui n'est pas forcément égale à celle induite sur la borne HT ( $V=1V$ ).

Il faut donc s'attendre, sur le plan pratique à une augmentation de la tension visualisée à l'oscilloscope avec le rapprochement du conducteur parasite *si celui-ci est isolé*, et, au contraire, une diminution de cette tension si celui-ci est *mis à la terre*. Le travail que nous présentons rentre dans le cadre du deuxième cas de figure, puisqu'il concerne l'influence du sol, mis à la terre, sur le dispositif expérimental étudié dans les chapitres précédents.

### IV-3 Environnement des essais au laboratoire et modèle expérimental

Nous avons travaillé dans des conditions environnementales identiques, afin de maintenir la même influence des différents objets situés aux alentours de notre modèle. Aussi, l'objet d'essai est toujours placé à la même distance par rapport au transformateur, diviseur de tension et les différents conducteurs existant auprès de lui (Figure IV-5). Il est à noter que le modèle utilisé est disposé horizontalement sur un support constitué de tubes en PVC.

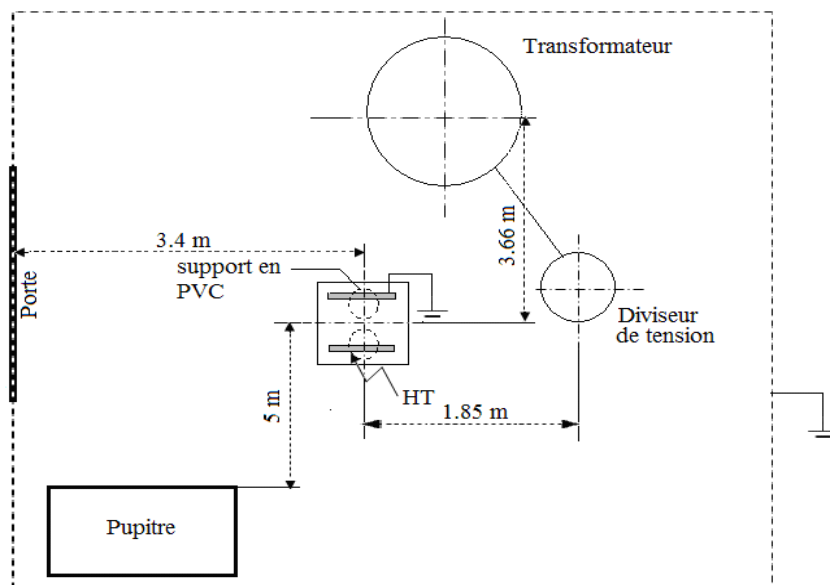
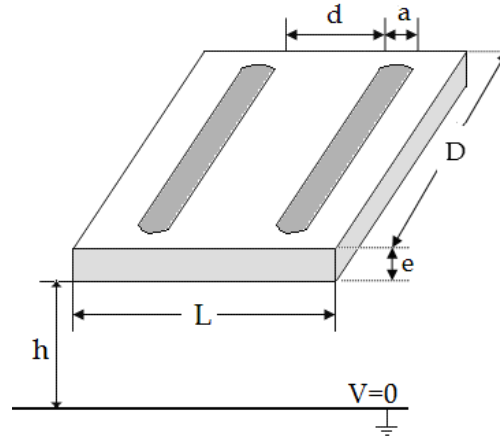


Figure IV-5. Vue des conditions d'essai dans le laboratoire HT

Afin d'analyser justement le degré d'influence de la proximité d'éléments conducteurs sur le courant relevé, nous avons procédé au rapprochement progressif du dispositif en variant la distance  $h$  du modèle par rapport au sol (Figure IV-6).



**Figure IV-6.** Modèle expérimental

Nous avons choisi la même plaque de verre utilisée précédemment, c'est à dire avec les paramètres suivants :

$$a=3\text{cm}, L=50\text{cm}, D=30\text{cm}, e=6\text{mm}.$$

Une des électrodes est connectée à la borne haute tension et l'autre mise à la terre. Si le sol est supposé parfaitement conducteur, cette dernière se trouve donc au même potentiel que ce dernier, puisque la chute occasionnée par la résistance ( $R_m = 1\text{k}\Omega$ ) ou la capacité ( $C_m = 0,02\mu\text{F}$ ) de mesure est considérée comme négligeable.

Pour chaque distance inter électrodes ' $d$ '  $\{= 4, 6, 12, 18, 24 \text{ et } 30\text{cm}\}$ , nous avons procédé à la variation de distance au sol ' $h$ '  $\{= 25, 50, 75, 100, 125, 150 \text{ et } 175\text{cm}\}$  du modèle par rapport au sol.

#### IV-4 Tension de contournement

Nous présentons dans les figures IV-7 et IV-8, la variation de la tension de contournement en fonction de la hauteur par rapport au sol, puis en fonction de la distance inter-électrodes.

Pour des distances inter électrodes de 30 et 24cm à une hauteur de  $h=25\text{cm}$ , le contournement se faisait entre l'électrode haute tension et le sol. Cela est prévisible, car l'arc suit le chemin le plus court.

Nous constatons l'existence des deux paliers de tension, comme illustré sur la figure IV-7. Nous avons constaté aux cours des essais que la tension de contournement maintient un palier quasiment constant, pour des hauteurs allant de 25 jusqu'à 125cm. À partir d'une distance au sol de 150cm, la tension de contournement augmente avec un écart type de 8,13% par rapport au premier palier constant.

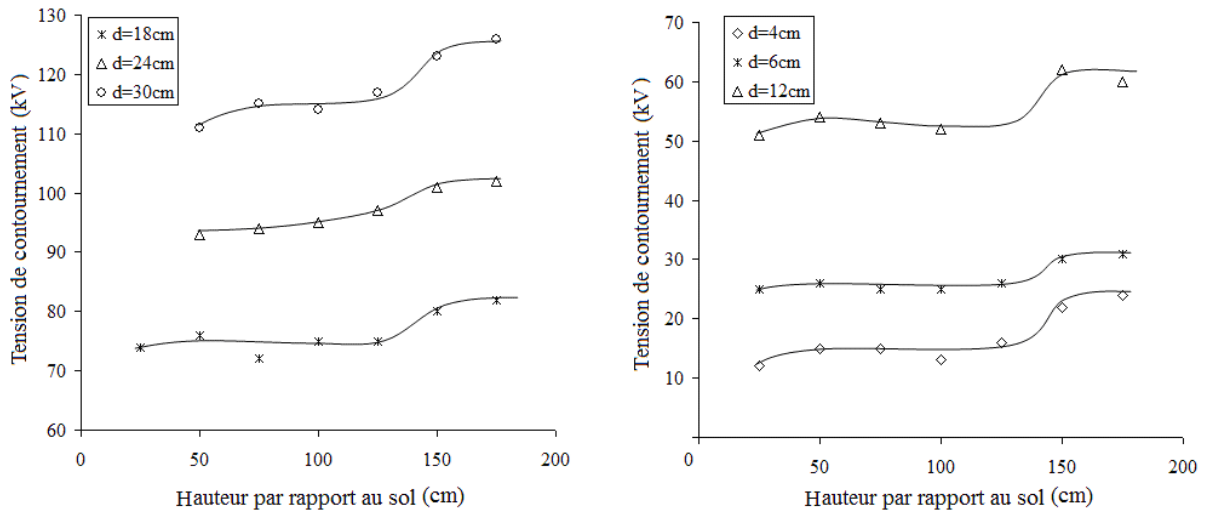


Figure IV-7. Tension de contournement en fonction de la distance par rapport au sol

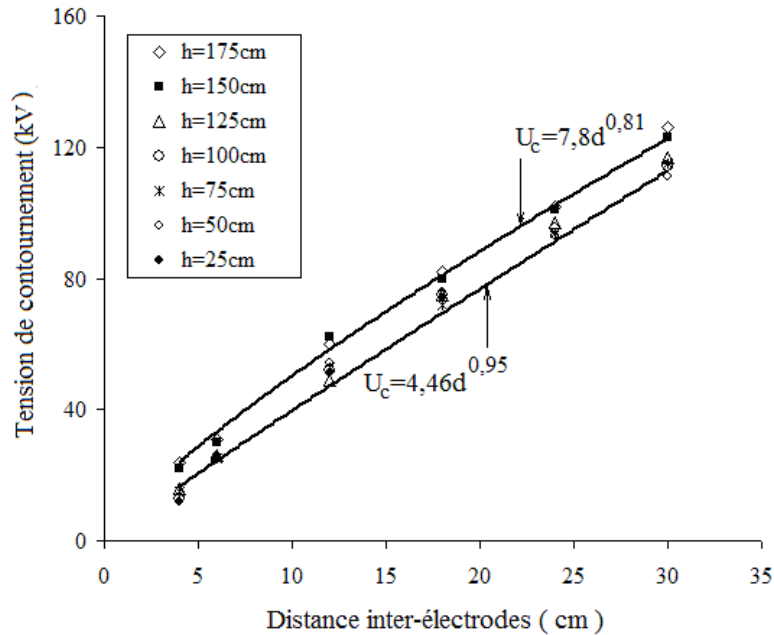


Figure IV-8. Tension de contournement en fonction de la distance inter-électrodes

Les caractéristiques relevées montrent aussi une variation quasi-linéaire de la tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes, pour une hauteur donnée. Cependant, toutes les caractéristiques ont une forme légèrement incurvée vers l'axe des abscisses, ce qui nous conduit à considérer, pour les deux familles de caractéristiques la fonction suivante:

$$U_c = Ad^n \quad [ IV-1 ]$$

$d$  : distance inter électrodes (cm) ;

$U_c$  : tension de contournement (kVeff) ;

A et n : constantes (A=4,46 et n=0,95, pour les hauteurs comprises entre 25 et 125cm, et A=7,8 et n=0,81, pour les autres).

D'après ces essais, nous pouvons conclure que la tension de contournement dépend non seulement de la distance inter électrodes, mais aussi de la hauteur du dispositif par rapport au sol. Cependant, l'influence de la hauteur reste très modérée, puisque l'écart maximal relevé se situe aux alentours de 10%.

#### IV-5 Courant de fuite

Nous présentons l'ensemble des courbes donnant la variation du courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour différentes hauteurs par rapport au sol et distances inter électrodes.

Deux méthodes sont utilisées, la première utilisant la résistance de mesure  $R_m$  illustrant le courant efficace et la seconde utilisant la capacité de mesure  $C_m$  qui permet d'une part d'évaluer le courant fondamental (chapitre I) et d'autre part de déterminer la capacité et l'impédance à 50Hz.

Deux familles de courbes sont donc présentées sur les figures IV-9 et IV-10.

En analysant les courbes, nous notons pour toutes les configurations, le caractère linéaire des caractéristiques.

Nous pouvons aussi remarquer que l'amplitude du courant de fuite efficace mesuré par la méthode résistive est toujours plus importante que celle obtenue par la méthode de la charge. Cette différence, prévisible d'après les analyses spectrales présentées au chapitre I, dépend du taux de distorsion qui varie selon l'état du réseau et du dispositif d'alimentation (transformateur présentant une charge non linéaire) au moment de la prise des mesures.

Ce résultat nous a permis de supposer que la méthode de la charge est la plus appropriée pour la mesure du courant de fuite fondamental.

En d'autres termes, si le réseau délivrait une tension non polluée, les deux méthodes conduiraient au même résultat. Malheureusement, le caractère capacitif de l'isolant amplifie très fortement les harmoniques et peut donc donner lieu à des résultats non reproductibles.

On note également que le courant est toujours plus élevé lorsque la distance au sol augmente. Ainsi plus le dispositif s'éloigne du conducteur parasite et plus la charge reçue et mesurée à travers l'oscilloscope augmente, ce qui est conforme aux observations faites précédemment.

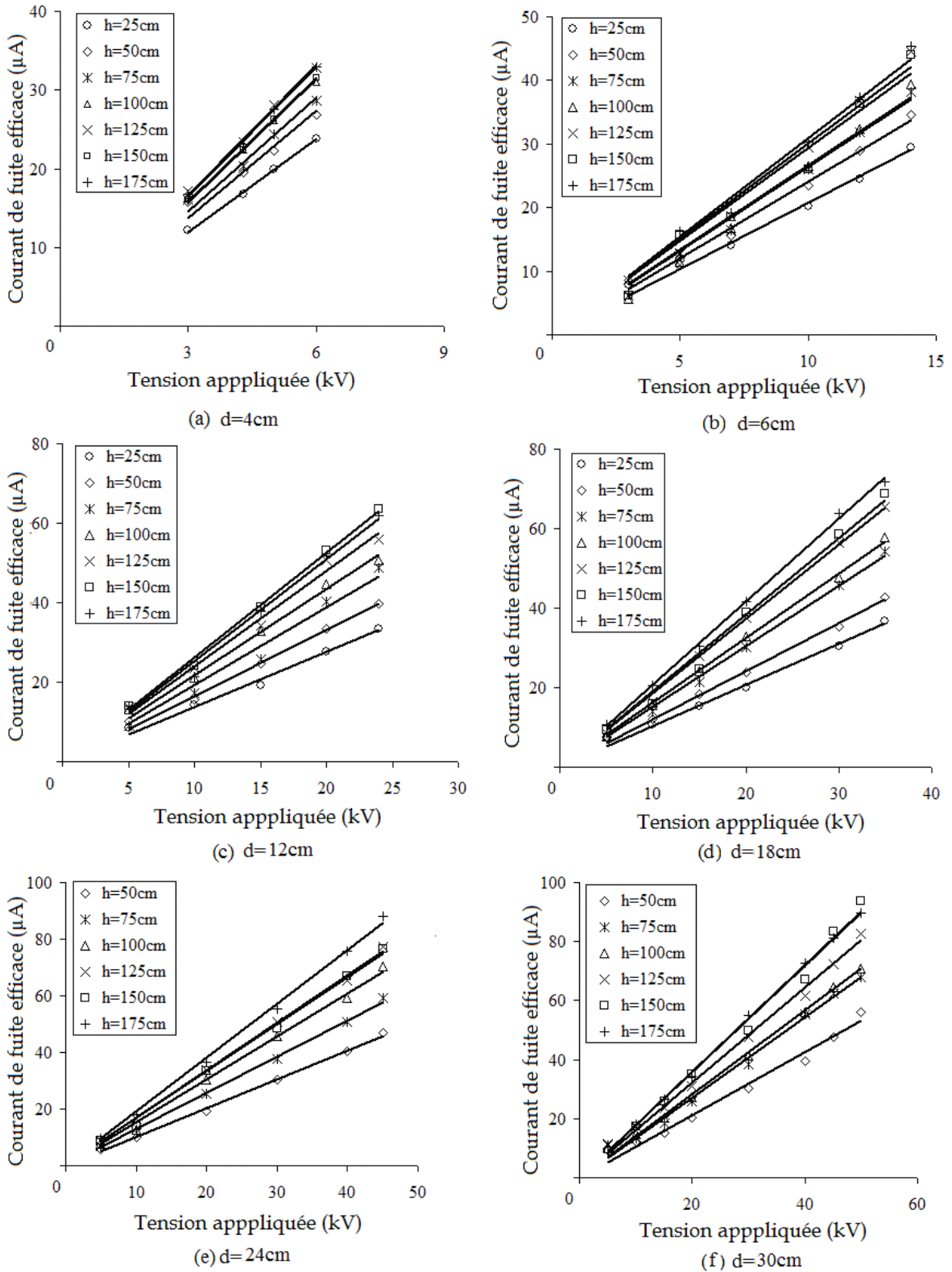
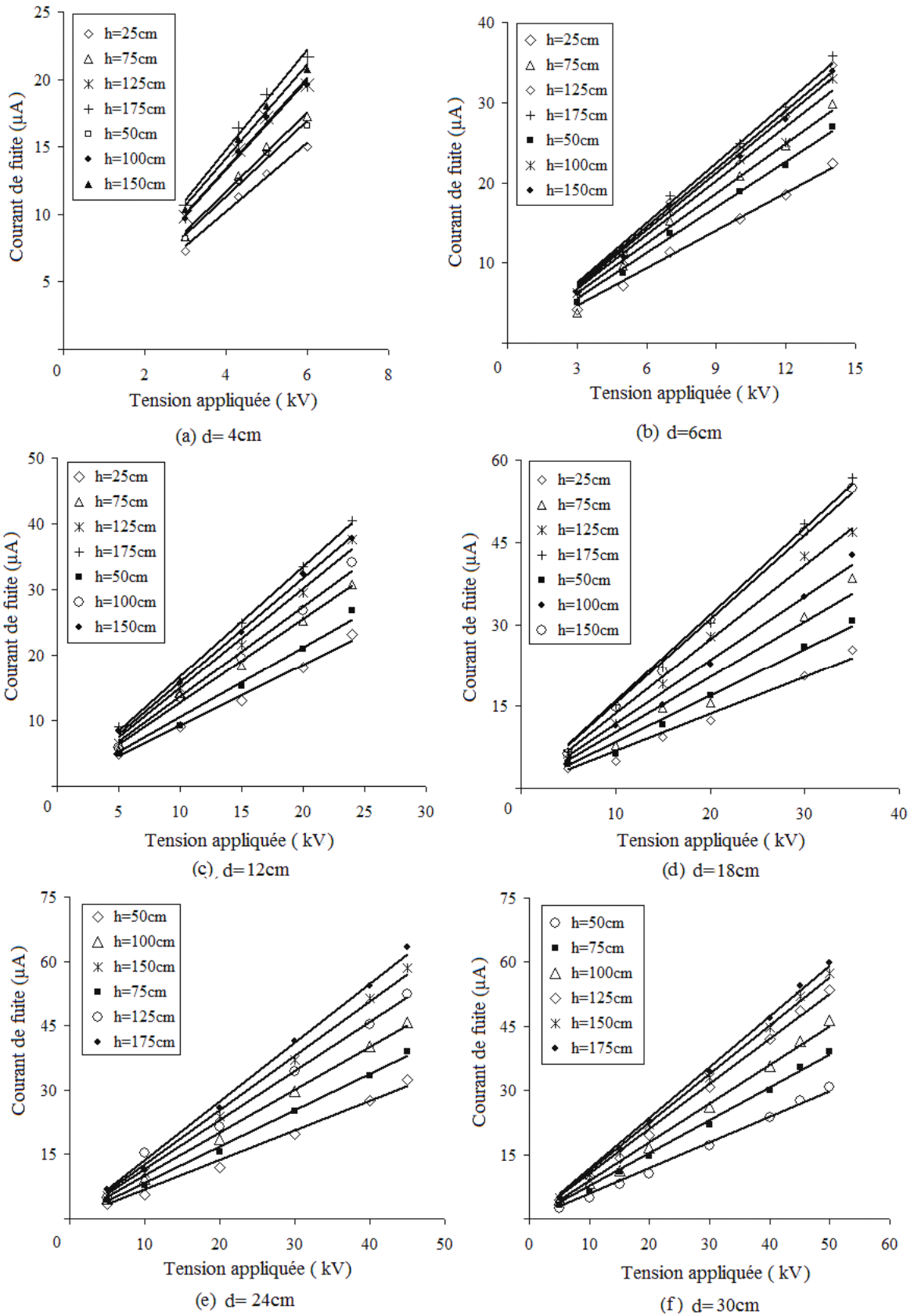


Figure IV-9. Courant de fuite efficace en fonction de la tension appliquée par la méthode résistive

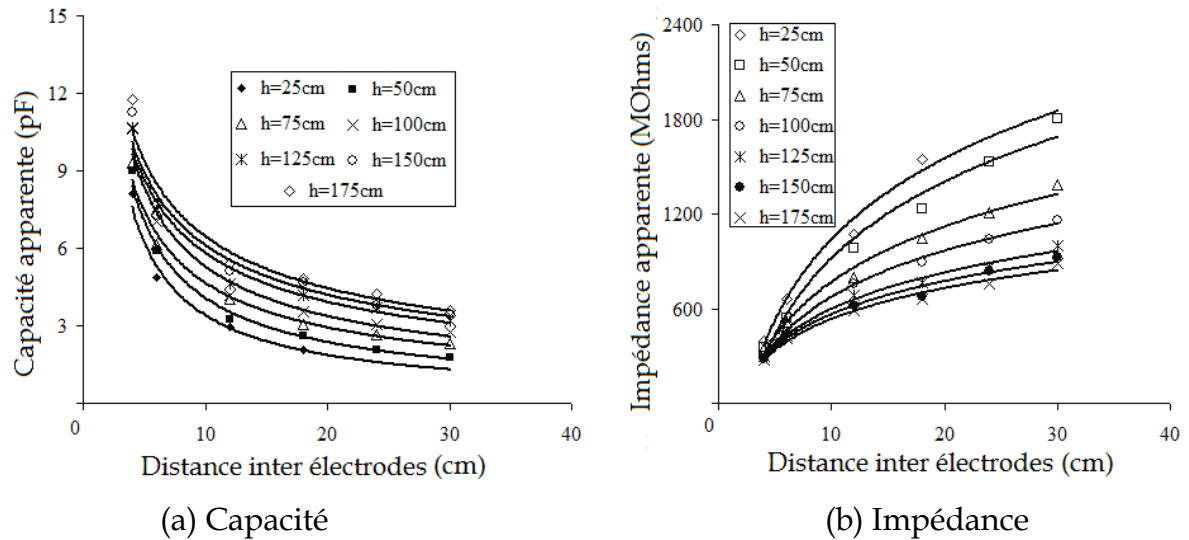


**Figure IV-10.** Courant de fuite (fondamental) en fonction de la tension appliquée par la méthode capacitive

## IV-6 Capacité et impédances

### IV-6-1 Résultats expérimentaux

Nous présentons sur la figure IV-11 la capacité et l'impédance apparentes en fonction de la distance inter électrodes 'd'.



**Figure IV-11.** Capacité et impédance apparente en fonction de la distance inter électrodes

La capacité mesurée décroît suivant une allure pratiquement hyperbolique avec l'augmentation de la distance inter électrodes. Cette variation est observée pour toutes les configurations (Figure IV-11 (a)).

Nous remarquons que la décroissance de la capacité est non linéaire, car sa variation est plus importante pour les petites distances inter électrodes, et nous observons une sorte de saturation pour les grandes distances (24 et 30cm). Ce résultat a déjà été établi dans chapitre II.

La figure IV-11 (b) illustre les caractéristiques de l'impédance associée à la fréquence 50Hz, pour toutes les hauteurs. La décroissance de la capacité s'accompagne naturellement d'une augmentation de l'impédance apparente et nous confirmons que les caractéristiques relevées prennent toutes une allure quasi logarithmique.

Cependant, nous observons que l'influence de la distance inter-électrodes est bien plus accentuée pour les faibles hauteurs, sans doute parce que la proximité du sol ne s'opère pas de la même manière selon que les électrodes sont rapprochées ou non.

En d'autres termes, pour une même hauteur, si on suppose que le courant dérivé par le sol est constant, son influence est significative pour les configurations où le courant est le plus faible, c'est-à-dire pour les grandes distances inter électrodes.

L'écart observé entre les valeurs extrêmes de 'd' est donc plus grand lorsque la hauteur est la plus faible.

Les figures IV-12 et IV-13 montrent l'évolution de la capacité et l'impédance apparentes en fonction de la hauteur 'h' par rapport au sol.

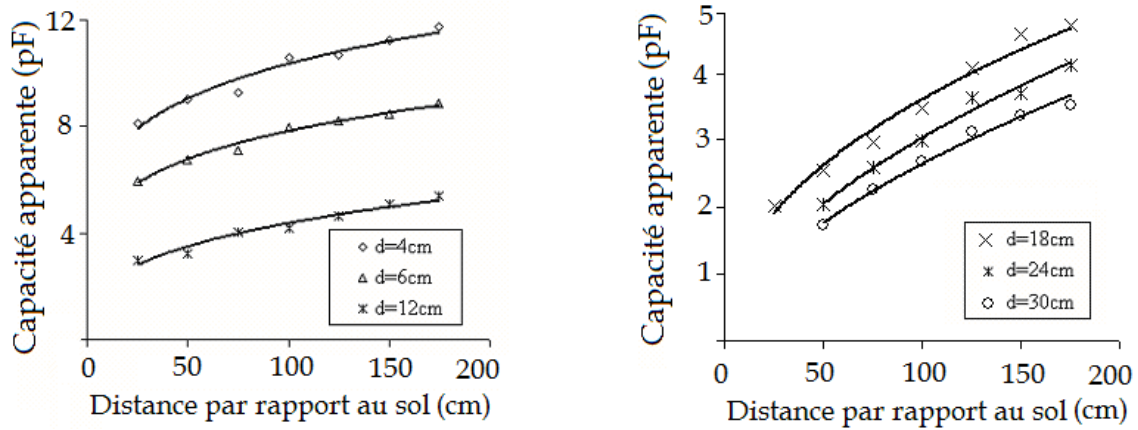


Figure IV-12. Capacité apparente en fonction de la distance par rapport au sol (h)

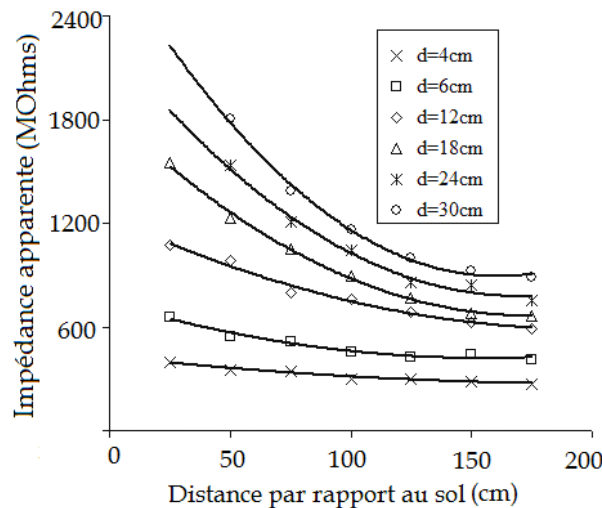


Figure IV-13. Impédance apparente en fonction de la distance par rapport au sol

Une augmentation non négligeable de la capacité en fonction de la hauteur par rapport au sol est observée (Figure IV-12). Nous remarquons qu'à partir d'une hauteur de 150cm, l'augmentation de la capacité est moins importante. Il s'agit logiquement d'une situation où le dispositif est assez éloigné du sol pour négliger le courant dérivé.

Au contraire, plus l'objet d'essai est rapproché du sol et plus le courant dérivé augmente, au détriment du courant reçu par l'oscilloscope. Ceci est en conformité avec les observations faites au paragraphe IV-2-1-2, puisque le sol est mis à la terre, au potentiel nul, au même titre que le conducteur terre où la mesure est effectuée.



La figure IV-13 montre les caractéristiques de l'impédance associée à la fréquence 50Hz en fonction de la hauteur, pour toutes les distances inter électrodes.

Nous constatons que l'impédance équivalente diminue d'une manière considérable lorsque la hauteur augmente. Elle suit une variation hyperbolique, avec une pente d'autant plus importante lorsque la distance inter électrodes augmente (18, 24 et 30cm) : il s'agit donc de distances pour lesquelles le courant dérivé n'est pas négligeable devant celui reçu par l'oscilloscope.

Notons que pour les faibles distances 'd', cette influence reste très modérée (voir pour d=4 et 6cm).

#### IV-6-2 Estimation des erreurs relative et absolue

Afin d'évaluer le degré d'influence du sol pour chaque configuration, et en supposant que la capacité mesurée à la hauteur maximale (175cm) correspond à la valeur optimale de la capacité (supposée constante), nous avons tracé la différence  $C_{(175)} - C_{(h)}$ , pour plusieurs distances inter électrodes 'd'.

Ainsi donc, si on suppose que  $C_{(175)}$  est la capacité optimale, la différence calculée représente l'erreur de mesure introduite par la présence du sol.

On écrit, dans ces conditions, l'erreur absolue :

$$\Delta C = C_{(175)} - C_{(h)} \quad [IV-2]$$

Celle-ci est associée à l'erreur relative :

$$\Delta C / C_{(175)} \quad [IV-3]$$

Les figures IV-14 et IV-15 illustrent les erreurs absolues et relatives  $\Delta C$  et  $\Delta C / C_{(175)}$ , respectivement, en fonction de la hauteur, pour différentes distances inter électrodes.

L'erreur absolue dépend peu de la distance inter électrode et une courbe moyenne a été tracée sur la figure IV-14. Ainsi, pour une même hauteur, on peut considérer que le courant dérivé dépend très peu de la distance inter électrodes, mais décroît très fortement avec la hauteur du dispositif par rapport au sol.

Il en est autrement pour l'erreur relative (Figure IV-15) où la caractéristique montre que l'influence du sol ne peut être négligée que pour les grandes hauteurs par rapport au sol et pour les faibles distances inter électrodes.

En effet, on note, pour une hauteur relativement élevée (150cm), une erreur relative de 10% pour la distance de 24cm.

La figure IV-16 illustre l'erreur relative évaluée pour trois hauteurs (50, 100 et 125cm), en fonction de la distance inter électrodes. Celle-ci montre que, même pour une hauteur de 125cm, l'erreur reste quand même importante et dépasse les 10%, pour toutes les distances supérieures à 12cm.

Il aurait fallu finalement opérer à des hauteurs encore plus élevées afin de déterminer la capacité seuil qui permet de négliger la présence du sol.

Nous en concluons donc que l'influence du sol est à prendre en compte pour tous les dispositifs de mesures utilisés au niveau de notre laboratoire, surtout pour les distances inter électrodes de l'ordre de dizaines de centimètres, d'autant plus que l'erreur calculée doit être revue à la hausse.

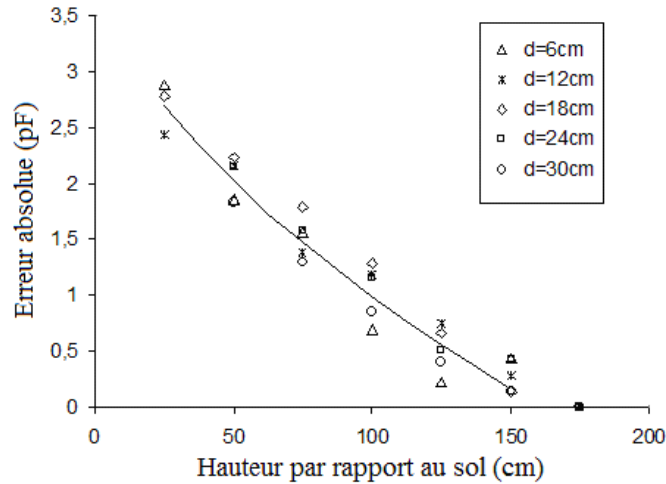


Figure IV-14. Erreur absolue sur la mesure de la capacité en fonction de la distance au sol

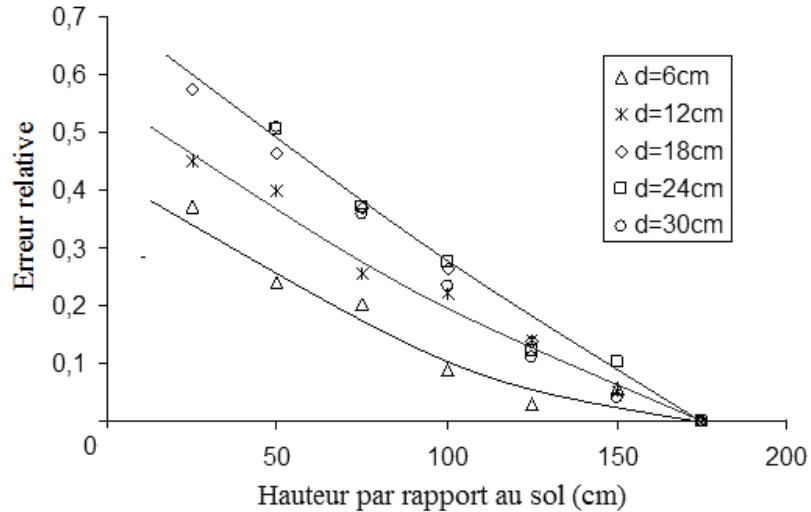
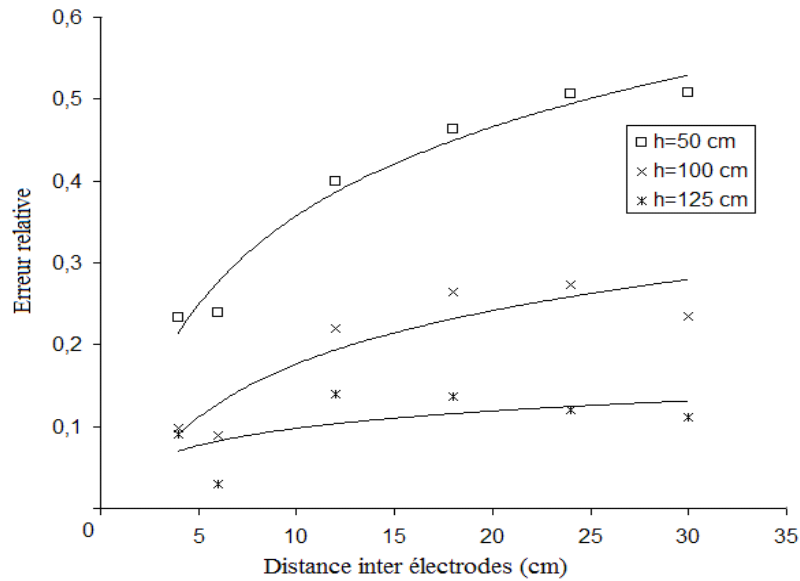


Figure IV-15. Erreur relative sur la mesure de la capacité en fonction de la distance au sol

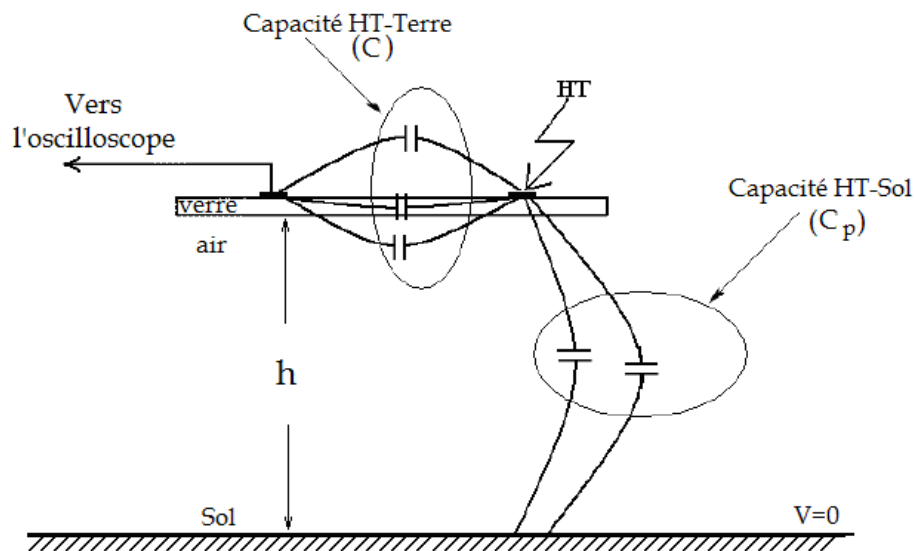


**Figure IV-16.** Erreur relative sur la mesure de la capacité en fonction de la distance inter-électrodes

#### IV-7 Simulation et discussion

La simulation du modèle adopté expérimentalement nous permet, d'une part, d'illustrer les zones où les charges se concentrent le plus, et, d'autre part, de confronter les valeurs expérimentales et simulées.

Dans le travail de simulation, nous prenons en compte uniquement la présence du sol (Figure IV-17), en négligeant l'influence des autres conducteurs ou objets à proximité du modèle, qui existent au niveau du laboratoire (transformateur, diviseur de tension, conducteurs, ...).



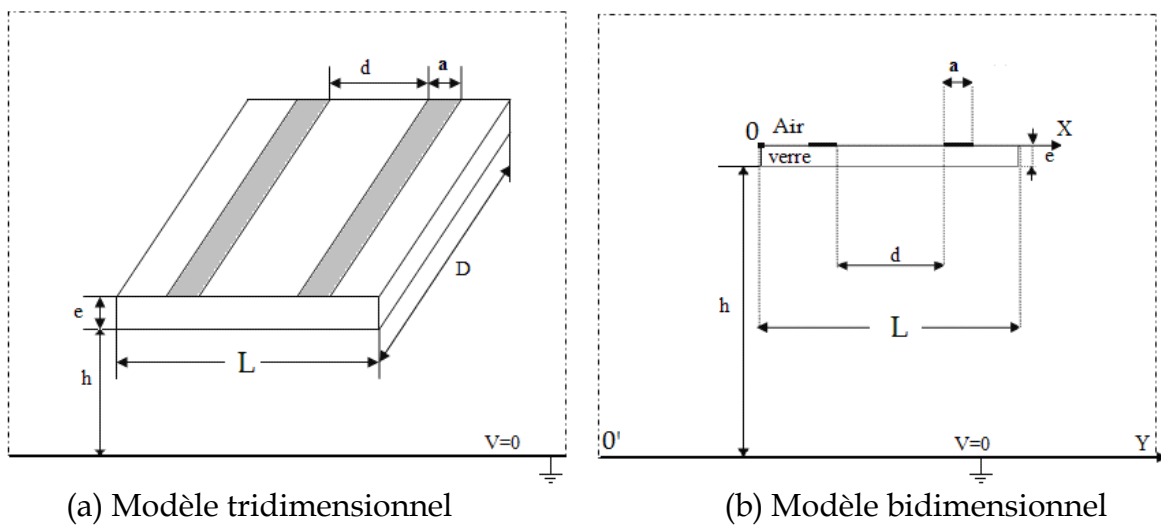
**Figure IV-17.** Illustration du dispositif isolant

L'analyse par simulation a permis de déterminer l'évolution de la capacité en fonction de la hauteur  $h$ . Il a été aussi possible d'illustrer, grâce au code de calcul FEMM4, la charge induite sur les différents conducteurs (HT, Terre et Sol), afin de comprendre l'influence de la répartition de la charge sur la capacité mesurée.

Nous avons fait varier, par simulation, les mêmes paramètres géométriques que ceux adoptés au cours de l'expérimentation.

Un axe  $OX$  est choisi sur le modèle, dont l'origine coïncide avec l'extrémité de la plaque, et nous désignons par  $(x)$  la distance d'un point de l'interface par rapport à cette origine (Figure IV-18).

La surface du sol est représentée par un second axe  $O'Y$ , dont l'origine coïncide avec le contour d'intégration choisi, et nous désignons par  $(y)$  la distance d'un point de la surface par rapport à cette origine.



**Figure IV-18.** Modèle simulé avec le choix de l'origine

Les conditions aux limites choisies sont représentées sur la figure IV-19, avec prise en compte de l'influence du sol situé à la distance variable  $h$ , où le potentiel imposé (condition de Dirichlet) est de  $0V$ . Les autres contours sont choisis en appliquant à leurs surfaces respectives les conditions de Neumann ( $\partial V/\partial n = 0$ ).

Pour illustrer les différents champs, nous choisissons deux contours d'intégration (Figure IV-19) :

- Par rapport à l'axe  $OX$ , le contour  $OA$  est choisi correspondant à l'interface associée à la surface de séparation des différents milieux, à savoir l'interface air-verre et l'interface conducteur-air correspondant à la surface externe  $S_e$  du conducteur exposée à l'air.
- Par rapport à l'axe  $O'Y$  le contour  $O'B$  est choisi sur la surface du sol.

La composante normale de l'induction à la surface des conducteurs renseigne sur la distribution de la charge. Par ailleurs, la charge totale permettant de déterminer la capacité est celle répartie sur la surface totale du conducteur, à savoir sur les

deux surfaces : externe  $S_e$  exposée à l'air, et interne  $S_i$  collée sur la plaque (interface conducteur-verre).

En intégrant sur toute la surface du conducteur terre, on peut donc déterminer la capacité de ce dernier : celle-ci se détermine par le simple rapport charge/potentiel.

Nous avons opté pour une tension de 1V, la charge  $Q$  calculée au niveau de l'électrode terre est alors égale à la capacité apparente  $C$ .

C'est, en effet, cette dernière qui doit être comparée à la capacité mesurée.

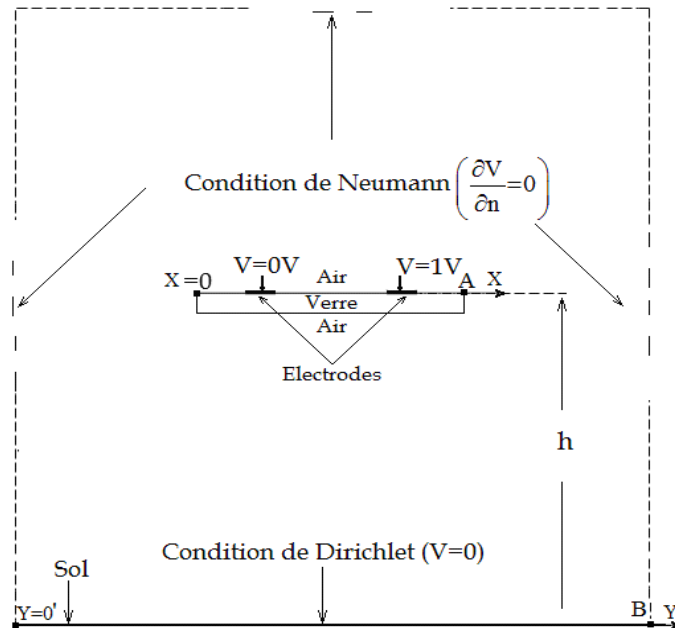


Figure IV-19. Conditions aux limites et choix des paramètres de calcul

#### IV-7-1 Capacités simulée et mesurée

La figure IV-20 illustre les caractéristiques de la capacité apparente simulée, comparée à celle mesurée, en fonction de la distance au sol  $h$ , pour quatre valeurs de la distance inter-électrodes.

Les caractéristiques établies présentent la même évolution, et montrent qu'il existe une assez bonne concordance entre le calcul théorique et les résultats expérimentaux. Nous notons que l'accroissement expérimental de la capacité est plus important que celui prévu par simulation. Cela pourrait être dû aux conditions expérimentales qui ne sont pas prises en compte dans le travail de simulation. Néanmoins, on constate que l'approche par simulation permet de donner tout de même un ordre de grandeur tout à fait acceptable des caractéristiques du modèle.

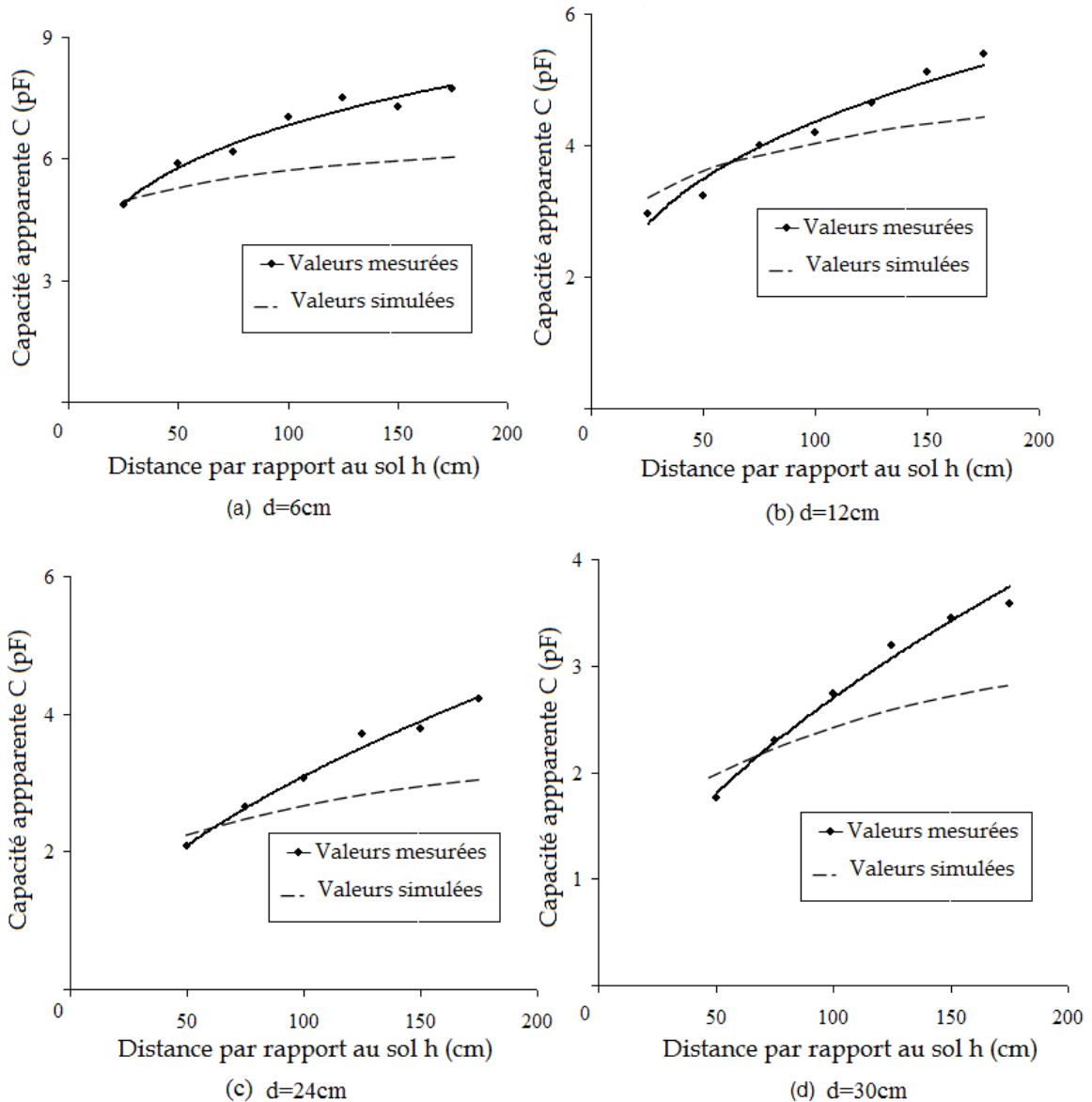


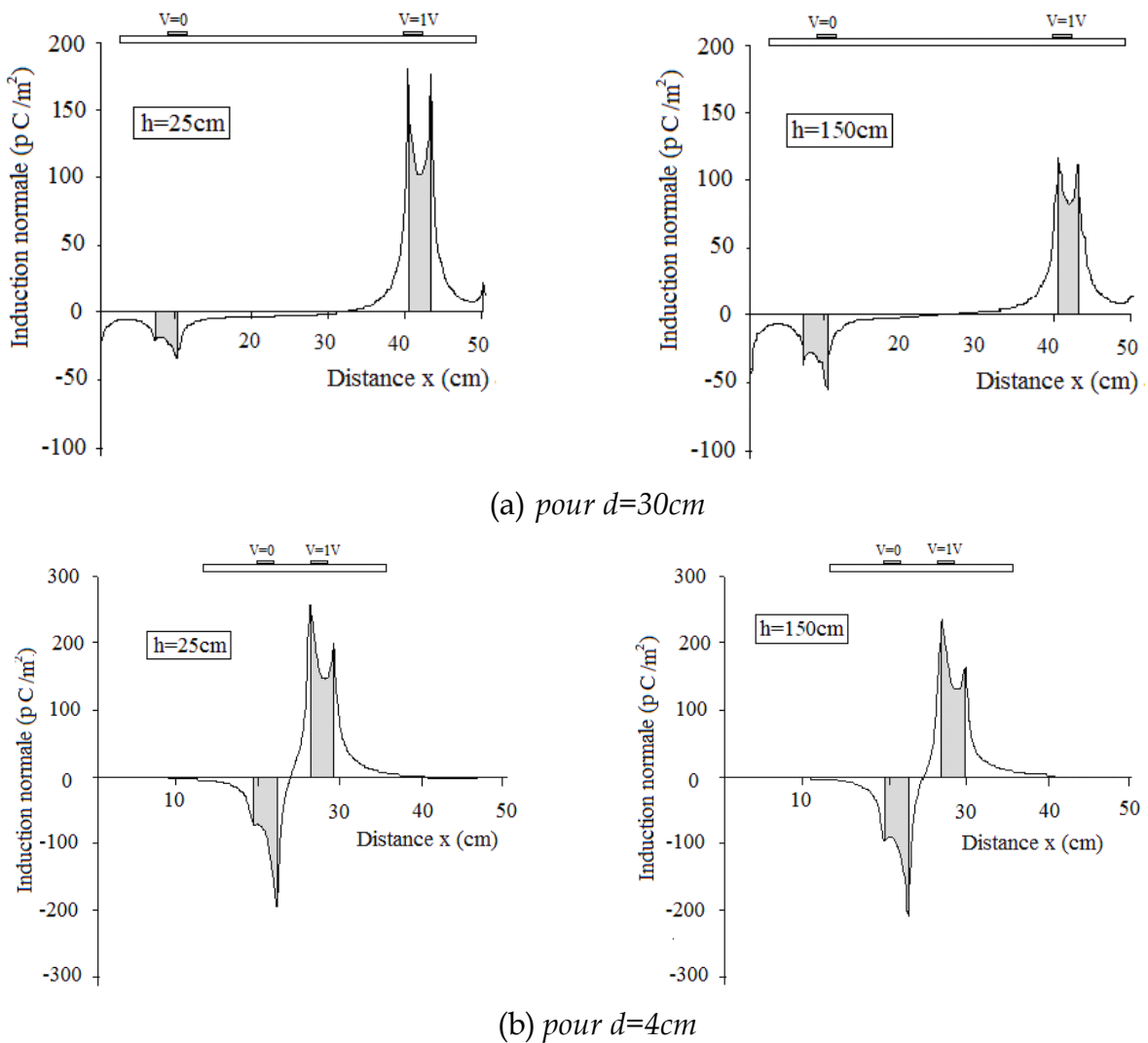
Figure IV-20. Capacité apparente en fonction de la distance par rapport au sol

## IV-7-2 Distribution des charges

### IV-7-2 -1 Distribution des charges sur les conducteurs HT et terre (contour OA)

Nous avons déjà vu dans l'exemple pris au paragraphe IV-2-2, que les charges se répartissent d'une manière non équitable sur les deux électrodes soumises à une différence de potentiel, lorsqu'un conducteur parasite à potentiel imposé se situe à proximité.

Afin de visualiser la distribution de charge sur les électrodes HT et Terre, nous avons considéré deux configurations extrême ( $d=4$  et  $30\text{cm}$ ), et pour deux hauteurs également extrêmes ( $25$  et  $150\text{cm}$ ) (Figures IV-21 a et b).



**Figure IV-21.** Induction normale sur le contour OA

Nous remarquons que les charges, illustrées par les surfaces représentées en gris, sont, comme attendu, concentrées principalement sur les extrémités intérieures des électrodes. Ainsi qu'on peut le constater, les deux électrodes, soumises à une différence de potentiel de 1V, ne se chargent pas de la même manière selon la hauteur 'h' et la distance 'd'. Les figures IV-21 (a et b) montrent qu'en augmentant la hauteur, la charge au niveau de l'électrode mise à la terre augmente ; expliquant ainsi l'allure croissante de la capacité en fonction de la hauteur par rapport au sol. Dans tous les cas, une partie de la charge est absorbée par le sol conducteur. Cela se traduit par une diminution de la charge reçue par l'électrode terre. Cette diminution est d'autant plus importante que l'électrode se rapproche du sol et que la distance inter électrodes est grande.

Nous remarquons également que le rapprochement au sol produit l'effet inverse sur l'électrode HT où on constate une augmentation de la charge.

Pour les faibles distances ( $d=4\text{cm}$ ), nous constatons une légère différence entre la quantité de charges accumulée sur les deux électrodes (terre et HT). Cette

différence est modérément accentuée par le rapprochement au sol : augmentation de la charge HT et diminution de la charge terre.

Par contre, pour les grandes distances ( $d=30\text{cm}$ ), l'écart en charge est très important, et ce, même pour la hauteur de 150cm.

Ceci explique les grandes différences entre les capacités mesurées pour les faibles et grandes hauteurs et montre bien que la hauteur de 150cm n'est pas suffisante pour négliger l'effet du sol pour les grandes distances inter électrodes.

#### IV-7-2 -2 Distribution des charges sur le sol (contour O'B)

La figure IV-22 illustre la distribution de charges absorbées par le sol pour les deux distances ( $d=4$  et  $30\text{cm}$ ). La répartition des charges au niveau du sol est concentrée dans la zone située au dessous de l'électrode HT de notre dispositif expérimental. En outre, la quantité de charge est d'autant plus importante que le dispositif se rapproche du sol. Pour les grandes hauteurs, la charge au niveau du sol diminue considérablement (courbes 4 et 5). Cela ne signifie pas que le sol exerce moins d'influence, puisque tout dépend de la distance inter électrodes. Par ailleurs, pour une même hauteur, la charge sur le sol est légèrement plus élevée pour la distance de 30cm.

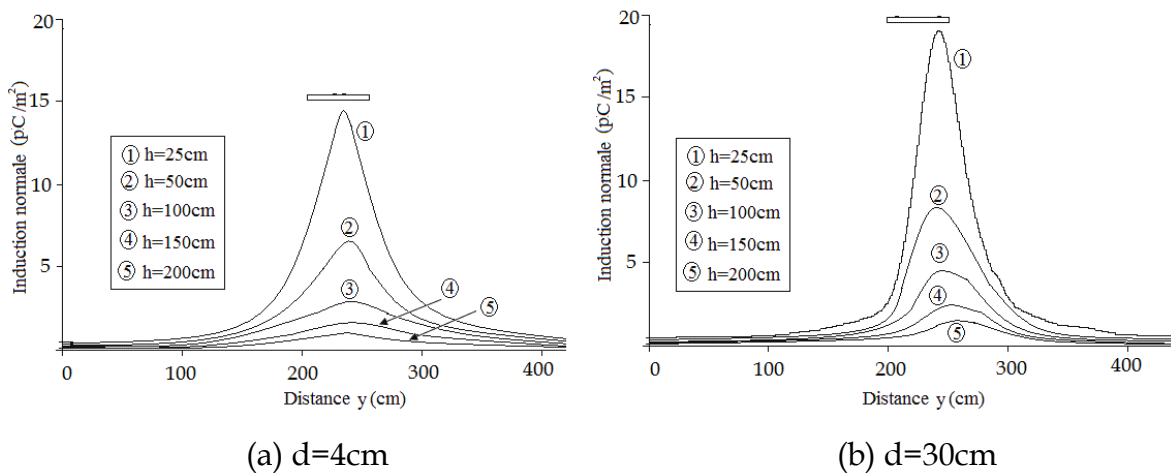


Figure IV-22. Induction normale absolue au niveau du sol

#### IV-7-2-3 Capacités associées aux trois conducteurs en fonction de la hauteur

La mesure expérimentale de la capacité du modèle est effectuée à partir de l'électrode mise à la terre. Elle nous renseigne sur la quantité de charge reçue sur cette borne.

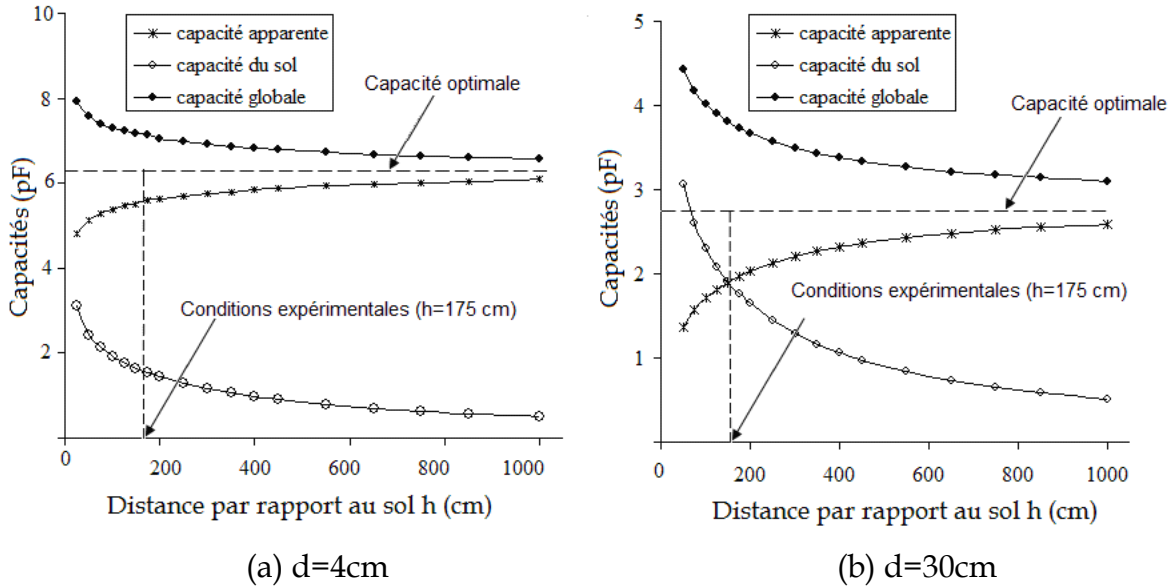
Dans la simulation, nous pouvons déterminer les charges associées aux trois conducteurs HT, terre et sol. La borne HT est la source de la charge électrique dont une partie part vers la borne terre et une autre partie sera absorbée par le sol.



On a donc :

$$\text{Capacité globale} = \text{Capacité apparente} + \text{Capacité du sol}$$

La figure IV-23 illustre, pour  $d=30$  et  $4\text{cm}$ , l'évolution de la capacité pour différentes hauteurs.



**Figure IV-23.** Capacités en fonction de la distance par rapport au sol

Nous remarquons que l'allure de la charge accumulée sur l'électrode HT et le sol varie de la même manière en fonction de la hauteur, contrairement à celle de la borne terre, qui décroît.

Nous constatons un écart très important entre la capacité apparente et celle du sol pour la distance de  $4\text{cm}$ , alors qu'il est modéré pour  $d=30\text{cm}$ .

A partir d'une certaine hauteur seuil, la capacité apparente tend vers une capacité optimale  $C_o(d)$ , obtenue par simulation en supprimant la présence du conducteur, le système se retrouvant ainsi complètement isolé.

Pour  $d=4\text{cm}$ , la capacité atteint rapidement  $C_o(4)$ , alors que pour  $d=30\text{cm}$ , il faut augmenter considérablement la hauteur pour atteindre  $C_o(30)$

Si on considère que la différence entre la capacité optimale  $C_o(d)$  et la capacité apparente, on peut dire qu'il s'agit de l'erreur effectuée sur la détermination de la capacité.

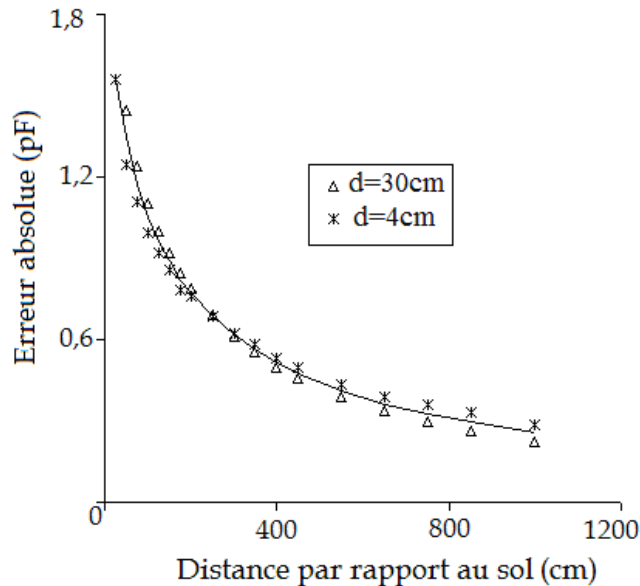
Nous illustrons sur les figures IV-24 et IV-25 les erreurs absolue et relative de la capacité apparente, pour les deux distances inter électrodes ( $d=4$  et  $30\text{cm}$ ) en fonction de la hauteur. Cette dernière a été variée de  $25$  à  $1000\text{cm}$ .

D'après la figure IV-24, nous pouvons constater que l'erreur absolue, est pratiquement indépendante de la distance inter électrodes, elle diminue avec l'augmentation de la hauteur. Ce qui confirme que la présence du sol peut être négligée à partir d'une certaine hauteur seuil. Tandis que l'erreur relative dépend sensiblement de la distance inter électrodes où nous remarquons qu'elle est plus importante pour  $d=30\text{cm}$  (Figure IV-25).

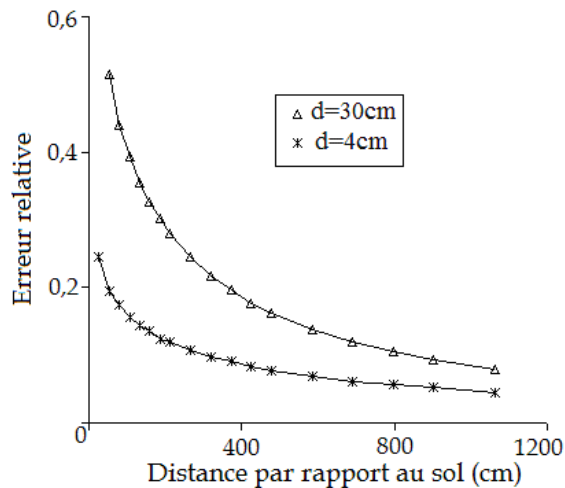
En outre, la variation de cette erreur est plus élevée pour les petites hauteurs.

Si on se fixe comme exigence une erreur relative de 10%, celle-ci est atteinte à une hauteur de 250cm pour  $d=4\text{cm}$ , et de 750cm pour  $d=30\text{cm}$ .

Cela confirme donc parfaitement les conclusions expérimentales, qui prévoient une grande erreur relative, même pour de grandes hauteurs, et surtout pour les grandes distances inter électrodes.



**Figure IV-24.** Erreur absolue en fonction de la distance par rapport au sol



**Figure IV-25.** Erreur relative en fonction de la distance par rapport au sol

#### IV-8 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence l'influence du sol sur les différentes mesures effectuées pour caractériser notre modèle expérimental.

Les conclusions suivantes peuvent être tirées à partir des résultats expérimentaux et simulés obtenus:

- La tension de contournement dépend très peu de la distance au sol, contrairement au courant de fuite.
- La capacité apparente augmente d'une manière considérable en fonction de la distance au sol, surtout pour les grandes distances inter électrodes.
- Pour une même distance au sol, l'allure quasi logarithmique de l'impédance apparente est toujours confirmée.
- Les résultats obtenus par simulation concordent avec les valeurs mesurées.
- Illustrée, par simulation, à partir de la composante normale de l'induction électrique sur les surfaces conductrices, la répartition des charges au niveau du sol est concentrée dans la zone située en face de l'électrode HT.
- Pour les grandes distances inter électrodes, il faut prévoir une distance au sol d'autant plus grande pour éviter les erreurs de mesure.
- Au contraire, l'effet du sol est plus modéré pour les faibles distances inter électrodes.
- Ceci a finalement permis d'expliquer les allures croissantes des courants et capacités relevés en fonction de la distance au sol, par une consommation parallèle capacitive du sol.

# *Conclusion générale*

Le travail que nous avons effectué a montré que, malgré la simplicité géométrique du modèle adopté pour représenter la zone sèche d'un isolateur haute tension, la détermination de la capacité apparente en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

Les deux approches, par simulation et expérimentale, nous ont permis d'une part d'interpréter les allures obtenues, et d'autre part de valider les résultats expérimentaux.

Il ressort de notre travail que la tension de contournement du modèle plan adopté ne dépend que de la distance inter électrodes et ne dépend par conséquent ni de la nature, ni de l'épaisseur du matériau diélectrique.

Une influence très modérée de la distance par rapport au sol est toutefois notée.

A l'inverse, le courant de fuite, pour les mêmes configurations, dépend sensiblement des quatre paramètres : distance inter électrodes, épaisseur du diélectrique, permittivité et proximité du sol.

En effet, les résultats de mesure de courants de fuite sur un isolateur sont influencés par le matériau isolant et ses proportions volumiques, qui constituent une capacité complexe.

L'étude d'un modèle plan-plan élémentaire a été menée justement dans le but de mettre en évidence cette complexité.

Notre analyse nous a permis de comprendre pourquoi, pour une épaisseur donnée, l'impédance mesurée n'augmente jamais dans les mêmes proportions que la distance inter-électrodes.

En effet, le courant de fuite décroît (ou l'impédance augmente) 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. Ce paramètre est illustré par la largeur équivalente  $K$  du condensateur plan équivalent.

En conséquence, l'impédance apparente croît de manière logarithmique avec la distance inter électrodes. Cette allure, toujours observée expérimentalement (Namane, 1998 ; Mekhaldi et al., 1999 ; Tegar et al., 2002 ; Tegar, 2003), est liée à la répartition complexe des charges sur les deux surfaces interne et externe constituant le conducteur.

Par ailleurs, en raison du rapport des permittivités air-matériau ainsi que du trajet des lignes de champ, *la charge* (en particulier sur la surface interne de l'électrode), pour une distance inter-électrodes donnée, augmente avec l'épaisseur du matériau. Cela 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.

Nous avons étendu les résultats du modèle plan-plan à plusieurs électrodes rectangulaires, destinées à représenter des couches polluées, en série avec des zones propres, et réparties de manière variable, en fonction du profil de l'isolateur 1512L naturellement pollué.

Nous observons que les formules empiriques déduites du modèle plan-plan ont été appliquées avec succès au modèle de l'isolateur 1512L.

Les calculs théoriques par simulation ont confirmé la plupart des résultats expérimentaux, avec un faible pourcentage d'erreurs et les caractéristiques sont remarquablement proches.

Après avoir procédé à une méthode de superposition, où les deux milieux air-verre) ont été séparés, nous avons montré que la capacité apparente associée aux lignes de champ se situant au dessus du dispositif plan  $C_{ah}$  est constante pour une même distance inter-électrodes.

La capacité apparente évolue alors entre deux valeurs extrêmes, qui ne dépendent que de  $C_{ah}$ , et dont le rapport est toujours constant pour une permittivité donnée. Ce résultat peut être étendu à tout autre matériau de permittivité relative  $\epsilon_r$ .

Nous avons également mis en évidence l'influence du sol sur les différentes mesures effectuées pour caractériser notre modèle expérimental. Ainsi, nous avons montré que pour une même distance inter-électrode, la quantité de charge augmente au niveau du sol lorsque la distance par rapport au sol diminue. Cette augmentation se fait au détriment de l'électrode de terre qui voit sa charge diminuer. Cela se traduit, ainsi que nous l'avons établi en pratique, par une diminution du courant reçu par l'oscilloscope.

Pour une même distance inter-électrodes, la capacité apparente évolue jusqu'à atteindre la capacité optimale établie pour une influence nulle du sol (système isolé). La capacité optimale est atteinte pour une hauteur qui dépend de la distance inter-électrodes.

Etant donné que le sol influe incontestablement sur les mesures effectuées, il est recommandé d'opérer à des distances supérieures à 125cm de tout conducteur

parasite, quelque soit le dispositif de mesure où les distances inter-électrodes dépassent la dizaine de centimètres

Par ailleurs, 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.

Il est alors possible d'appliquer les équations classiques de l'électromagnétisme, puisque les valeurs simulées et expérimentales sont très proches, même lorsque les tensions appliquées sont suffisamment élevées pour donner lieu à un effet couronne.

Notons, pour finir, que ce travail consacré à un modèle plan élémentaire peut être étendu à des dispositifs plus complexes, voire à des isolateurs réels dont le profil exige l'utilisation de codes de calculs 3D, en appliquant les mêmes notions physiques que celles que nous avons présentées pour un système 2D.

Ce point mérite d'être développé dans des travaux futurs de manière plus élargie, afin de s'approcher au mieux de l'isolateur réel.

# *Bibliographie*



- Aguet M., Lanoz M.**, "Haute tension", Volume XXII, Deuxième édition, Traité d'Electricité de Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990
- Alston L.L., Zoledziowski S.**, "Growth of discharges on polluted insulators" IEEE, Trans.PAS, Vol.110, N°7, Juillet 1963, pp.1260-1266.
- Asenjo E.S.,Valdenegro A.E., Morales N.O.**, "Solution of low frequency complex field in insulating systems", IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Insul., vol. 11, December 2004, pp. 1014-1025.
- Aydogmus Z., Cebeci M.**, "A new flashover dynamic model of poluted HV insulators", IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Insul., vol. 11, August 2004, pp. 577-584.
- Blajkine A.** "Electrotechnique générale" Deuxième édition, Editions MIR Moscou, 1977
- Boehme H., Obenaus F.**, "Essais de contournement sur des isolateurs pollués en laboratoire et en lieu de service du point de vue de la conception d'un modèle d'amorçage par courant rampant", CIGRE 1966, rapport 407.)
- Bosignoli R., Gomes E.** "pollution test under natural wetting conditions" 7<sup>e</sup> International symposium on high voltage engineering, Dresde, Allemagne. 26-30 Août 1991, rapport 44-12.
- Boubakeur A.**, " Essais d'Isolateurs Pollués dans les Conditions Naturelles ", rapport interne, I. W. N, politechnika WARSZAWSKA, Varsovie 1978, Pologne.
- CEI-60**, "Techniques des essais à haute tension , Définitions et prescriptions générales aux essais", Première édition, 1973.
- Cimador A., Vilet S.**, "La pollution des isolateurs ", EDF-Epure, n° 27, juillet 1990.
- Claverie P., Porcheron Y.**, "How to choose insulators for polluted areas", IEEE Trans. PAS, vol. 92, n° 3, May-June 1973, pp. 1121-1131.
- Collombet C., Lupin J., Schonek J.**, "Perturbations harmoniques dans les réseaux pollués et leur traitement", Cahier Technique 152 de Schneider, édition septembre 1999.
- Danis J.**, "A stochastic pollution flashover model", 4<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, rapport 46-12, September 1983, Athens, 5-9.
- El-Arabaty A., Nosseir A., El-Debeiky S., Nasser E., El-Sharky**, "Choix d'Isolateurs Utilisables dans des Ambiances Polluées et Notamment dans des Régions désertiques", CIGRE, rapport 33 - 11, Paris, France,1980.
- El-Koshairy M.A.B., El-Sharkawi E., Awad M.M., Zarzoura H.E.M., Khalifa M.M., Nosseir A.**, "Performances de chaînes d'isolateurs haute tension soumises à la pollution du désert", CIGRE, Rapport 33-09, 1982
- Klachnikov S.** "Electricité" Edition Mir.Moscou traduit du russe par V.Koliméev ; 1<sup>ère</sup> édition 1980, 2<sup>ème</sup> édition 1983.

- M.Farzaneh, C.Volat, J.Zhang**, "Role of air gaps on ac withstand voltage of an ice-covered insulator string", IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Insul Vol. 13, No. 6, December 2006.
- Heise W. , Luxa G. F., Revrery G. , Verma M. P.**, " Estimation de la méthode d'essais sous pollution artificielle par couche solide " CIGRE , rapport 33-09 1972
- Heise W., Verma M. P., Niklash H., Lipken H., Schrieber H., Luxa G. F.**, " Critères de Contournement par Pollution et ses Applications pour le Dimensionnement et le Contrôle de l'Isolation ", CIGRE, rapport 33-09, 1978, Paris, France.
- Hurax C., Rahal A.M.**, " Le contournement des isolateurs haute tension : approche à l'aide d'un modèle de laboratoire ", RGE, juin 1975, pp. 425-429.
- J.Keller-Jacobsen, Aa.Pedersen, J.K.Rasmussen, A.Henriksen, C.Lindqvist, S.Smedsfelt** "Essais au laboratoire et en plein air pour dimensionner correctement les isolateurs exposés à la pollution saline", CIGRE, Rapport 33-11, 1978.
- Leroy G., Gary C.**, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Paris, Eyrolles, 1984.
- Margrain P.**, "Aide-mémoire d'électrotechnique appliquée" Editions Bordas, Paris, 1979
- Mekhaldi A.**, "Etude du développement d'un arc électrique sur des surfaces isolantes contaminées par la pollution désertique", thèse de Magister, ENP, Alger, Algérie, Juin 1990.
- Mekhaldi A., Bouazabia S.**, "Conduction phenomena on polluted insulating surface under AC high voltages", 9<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, rapport 3174, September 1995, Austria.
- Mekhaldi A., Namane D., Bouazabia S., Beroual A.** "Flashover of discontinuous pollution layer on high voltage insulators", IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Insul., vol. 6, December 1999, pp. 900-906.
- Namane D.**, "Effet de la discontinuité de la couche de pollution sur le comportement d'isolateurs haute tension, sous la fréquence 50 Hz", Thèse de magister, Ecole nationale polytechnique, Département de génie électrique, Laboratoire de haute tension, Alger, Algérie, février 1998.
- Namane D., Tegar M., Bouarouri A., Ladjal R.**, "Influence des proportions volumiques air-verre sur la capacité apparente d'un modèle plan d'isolateur HT" EJEE, Juillet-Août 2010.
- Obenaus F.**, "Fremdschichtüberschlag und Kriechweglänge", Deutsche Elektrotechnik, vol. 4, 1958, pp. 135-136.
- Rajes M.N., Zhirh M.**, "Investigation about flashover performance of insulators under uniform and non uniform contamination", 7<sup>e</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, rapport 43-08, Dresde, August 1991, pp. 26-30.

- Rizk F.A.M.**, "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
- Rizk F.A.M.**, "Modèles mathématiques du contournement des isolateurs sous pollution", ELECTRA N°78 Octobre 1981, pp.71-103.
- F.A.M.Rizk, S.I.Kamel**, "Modelling of HVDC wall bushing flashover in non-uniform rain" IEEE trans. on power delivery, vol 6, No4, Octobre 1991, p.1650-1662
- L.Soucy**, " Effet de la fonte et de la pollution sur la tension de tenue maximale des isolateurs recouverts de glace", Mémoire de Maîtrise en Ingénierie, Université du Québec à Chicoutimi, 1996.
- Sundarajan R., Gorur R.S.**, "Dynamic arc modeling of pollution flashover of insulators under dc voltage", IEEE Trans. on Elect. Insul, vol. 28, n° 2, April 1993.
- Teguar M.**, « 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.]
- Teguar M.**, "Modélisations d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électrogéométriques", Thèse de doctorat d'Etat, Ecole nationale polytechnique d'Alger, Département de génie électrique, Laboratoire de haute tension, Alger, Algérie, mai 2003.
- Teguar M., Mekhaldi A., Boubakeur A.**, "Algorithm for HV insulator flashover under discontinuous pollution", Archives of Electrical Engineering, vol. LI, n° 2, 2002, pp. 119-136.
- Teguar M., Boubakeur A.** «Pollution des Isolateurs de Haute Tension» Laboratoire de Haute Tension, Cours de Graduation, Département de Génie Electrique Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (E.N.P.) janvier 2004.
- Zaffanella L.E., Schneider H.M., Dunlap J.H.**, "Performance des isolateurs pollués pour lignes CCHT", CIGRE , 1986, rapport 33-05.
- Zhang H., Hackam R.**, "Electrical Surface Resistance, Hydrophobicity and Diffusion Phenomena in PVC", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 6, N° 1, pp. 73-83, February 1999.
- Zhong H.P., Cheng-Dong Xu.** "Résultats d'essais et de recherches sur le dimensionnement et le contrôle de l'isolation" CIGRE, rapport 33-07, 1982.
- Wilkins R.**, "Flashover voltage of high voltage insulators with uniform surface films", Proc.IEE, 116, No3, Mars 1969, pp.457-465.
- Woodson H.H., Mc Elroy A.J.**, "Insulators with contaminated surface, Part II, Modeling of discharge mechanisms", IEEE, Trans.PAS, Vol.89, No8, Nov-Dec 1970, pp.1858-1867.