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

Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou
Faculté de Génie Electrique et d'Informatique
Département d'Electrotechnique

Mémoire

de fin d'études
En vue de l'obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat
En Electrotechnique
Option : Réseaux Electriques

Thème

Etude de la génération d'une décharge à l'intérieur d'une vacuole dans un câble de transport d'énergie

Proposé et dirigé par :

M[r] M.NEDJAR
M[r] A.DICHE

Etudié par :

M[elle] AIT-SAADI ZOHRA
M[r] BELHITECHE EL HADI

Promotion 2009

REMERCIEMENTS

Nous remercions avant tous notre Dieu de nous avoir donné la chance et la santé pour pouvoir continuer nos études jusqu'à ce jour.

C'est un grand honneur pour nous de travailler avec nos dirigeants Mr M. Nedjar Professeur à l'UMMTO et Mr A. Diche Maître assistant à l'UMMTO auxquels nous tenons à présenter nos remerciements les plus sincères pour leurs aide et conseils qu'ils nous ont prodigués tout au long de ce travail, ainsi pour la bienveillance qu'ils nous ont toujours témoigné à tous moment. Nous leurs adressons par ces quelques mots, notre plus profonde gratitude.

Nos remerciements vont aussi à tous les enseignants qui ont contribués à notre formation, en particulier à : Mr Y. Mecheri Maître de conférences à l'UMMTO et Mr S.Rezgui Maître assistant à l'UMMTO pour leurs aide précieuse et leurs remarques judicieuses. Qu'ils trouvent ici notre sincère reconnaissance.

Notre profonde gratitude va également à l'attention de tous les membres de jury qui nous ferons l'honneur d'examiner notre travail.

DÉDICACES

Je dédie ce travail à :

- La mémoire de celui qui m'a appris le sens de la patience et du travail, mon père
- Ma très chère mère, pour ses encouragements et ses précieux conseils
- Mes frères et sœurs
- Mes neveux Yanis et Rayane
- Mes amis(es), en particulier: Safia, Rosa, Saida, Samia, Lila et leurs familles
- Toute ma grande famille et ceux qui me connaissent
- La promotion ETH 2009

Zohra

DÉDICACES

Je dédie ce travail à :

- La mémoire de mes grands parents
- Mon père
- Ma mère
- Mes frères et sœurs
- Mes oncles et leurs familles
- Mon binôme et sa famille
- Mes amis (es)

El Hadi

Introduction générale…….……..……1

Chapitre I Câbles de transport d'énergie

Introduction ……3

I. Câbles souterrains……..……..3

I. Constitution……..……..…….3

I.1.1. Ame conductrice……..……..4

I.1.2. Un écran semi-conducteur……...……..5

I.1.3. Une enveloppe isolante……...……...…6

I.1.4. Un écran semi-conducteur sur isolant (externe) ……...7

I.1.5. Un écran métallique……...8

I.1.6. Une gaine de protection extérieure……8

I.2. Avantages et inconvénients des câbles souterrains……...8

I.2.1. Avantages des câbles souterrains……...8

I.2.2. Inconvénients des câbles souterrains……..……...9

Chapitre II Notions sur la dégradation des isolants solides

Introduction……..……..……...11

II.1. Isolants électriques……..……..……11

II.2. Grandeurs caractéristiques des milieux diélectriques…….……..11

II.2.1. Rigidité diélectrique...……....11

II.2.1.1. La rigidité intrinsèque…….....…11

II.2.1.2. La rigidité diélectrique pratique……...……..12

II.2.2. Permittivité diélectrique…...……..12

II.2.3. Angle de pertes…….. 12

II.2.4. Notion de champ disruptif……...……..13

II.2.4.1. Le champ disruptif de l'air……..…13

II.2.4.2. Cas des câbles……..14

II.3. Ruptures diélectriques et vieillissement électrique…….…..14

II.3.1. Ruptures diélectriques……..……..…14

II.3.1.1. Rupture à court terme……..…15

II.3.1.1.1. Rupture thermique……...15

II.3.1.1.2. La rupture électromécanique……..…… 17

II.3.1.1.3. La rupture électrique……17

II.3.1.2. Rupture à long terme……...……...19

II.3.2. Vieillissement électrique……..…….……19

II.3.2.1. Vieillissement électrique selon le scénario standard……..……20
II.3.2.2. Les arborescences électriques……...…….21
II.3.2.3. Cavités et décharges électriques…….21
II.4. Les décharges électriques……...…..……...…..22
II.4.1. Définition d'une décharge…….……...…...…...22
II.4.2. Décharges partielles……..…….22
II.4.2.1. Naissance des décharges partielles……...…...…22
II.5. Décharges électriques dans les gaz……...…25
II.5.1. Décharge de Townsend……...……...…25
II.5.2. Loi de Paschen (1889) ……...…...….27
II.5.3. Décharge par streamer……....28
II.5.4. Décharge couronne…….…29
II.5.4.1. Définition……...……..29
II.5.4.2. Conditions d'apparition……...…30
II.5.4.3. Manifestations gênantes du phénomène d'effet couronne…….....…30
II .6. Origine et détection des vacuoles……...…….30
II.6.1. Origine de la première vacuole…….……..30
II.6.1.1. Les vacuoles existent déjà……...……31
II.6.1.2. Les vacuoles n'existent pas……...……..31
II.6.2. Détection des vacuoles……...31
II.6.2.1. Détections électriques…….….31
II.6.2.2. Détection par voie optique et microscopique…...……...32
Conclusion……...….32
Chapitre III Rappel sur les notions d'électromagnétisme et les méthodes de résolution
Introduction……..… 33
III.1. Rappel sur les notions d'électromagnétisme……34
III.1.1. Equations de Maxwell…….....34
III.1.2. Forme différentielle (locale) des équations de Maxwell……...37
III.1.3. Loi d'Ohm et relation de milieu……37
III.1.3.1. Relation du milieu....……...……..…37
III.1.3.2. loi d'Ohm……...…38
III.1.4. Conditions aux limites...…….…. 38
III.1.4.1. Condition de Dirichlet……..……..……...39
III.1.4.2. Condition de Neumann……..…….....39

III.1.5. Equations électrostatique……...……...…39
III.2. Méthodes de résolution……...…….40
III.2.1. Méthode des différences finis……...……40
III.2.1.1. Approximation des dérivées……...……40
III.2.1.2. Avantages et inconvénients de la méthode des différences finis……...…41
III.2.2. Méthode des éléments finis……...…41
III.2.2.1. Formulation variationnelle…….…….... 41
III.2.2.2. Formulation projective……...……42
III.2.2.3. Approximation par éléments finis de référence…….……42
III.2.2.4. Fonction d'interpolation…… 43
III.2.2.5. Avantages et inconvenants de la méthode des éléments finis…….……..44
Conclusion……44

Chapitre IV Applications et résultats

Introduction……...……45
IV. 1. Application 1……...……...45
IV.2. Application 2……47
IV.2.1. Caractéristiques physiques et géométrique……..……....47
IV.3. Etude de quelques phénomènes dans l'isolant……..……..…48
IV.3.1. Répartition du potentiel à l'intérieur du câble souterrain…….……48
IV.3.1.1. Absence d'une vacuole à l'intérieur du câble……...……..…48
IV.3.1.2. Présence d'une vacuole à l'intérieur du câble……...…… 49
IV.3.1.3. Variation du champ en fonction de la tension appliquée……...……49
IV.2.1.4. Variation du champ en fonction de la position de la vacuole à l'intérieur du câble..50
IV.3.2. Influence des dimensions de la vacuole…...…….……52
IV.4. Application 3……53
IV.4.1. Variation de la permittivité……...……...…56
IV.4.2. Variation de la tension……..……...…58
IV.4.3.Variation de l'énergie emmagasinée…….……58
IV.4.3.1. Influence de la permittivité……58
IV.4.3.2. Influence de la tension……...……...……59
IV.4.4. Variation de la capacité équivalente…….…...……60
IV.4.4.1. Influence de la permittivité ……...……...……60

IV.4.4.2. Influence de la tension……...……...…61
IV.4.5. Influence de la vacuole sur l'énergie emmagasinée……..……..61
Conclusiongénérale…….……...63

Introduction générale

Une bonne qualité d'énergie électrique, qui suppose une fourniture continue, ne peut être obtenue en pratique, mais on doit chercher à s'en rapprocher le plus : pour cela, on doit mettre en œuvre un ensemble de moyens destinés à réduire le nombre et la durée des interruptions causées par les défauts dans les constituants du réseau électrique.

Dans la majorité des équipements en Electrotechnique, une isolation des conducteurs est nécessaire. Celle-ci est une des sources de difficulté en génie électrique.

Les isolants utilisés peuvent être gazeux, liquides ou solides. Dans la plupart des cas, il s'agit de diélectriques utilisés dans la construction de matériels haute tension (câbles, transformateurs, condensateurs et autres) très souvent combinés. Cette combinaison peut être voulue ou non. Celle-ci laisse apparaitre de nouveaux problèmes due à la présence d'une interface fluide/solide de manière générale. En effet, dans ce type d'isolation, l'interface constitue un point faible. Dans la majorité des cas, des décharges électriques y prennent naissance, progressent en conduisant au claquage.

Dans le cas d'une forte surtension, où le claquage peut être immédiat, ce dernier peut être le fruit d'une dégradation progressive du matériau qui peut avoir plusieurs origines. L'objectif de ce travail est l'étude d'une de ces origines qui se présente sous forme de vacuoles d'air se trouvant dans la couche isolante des câbles souterrains de transport d'énergie électrique, tout en s'intéressant au model électrique équivalent, et les paramètres influant sur la répartition du champ à l'intérieur du câble électrique conduisant à sa détérioration.

Ce présent travail est réparti comme suit :

- Le premier chapitre est consacré à un rappel de quelques notions sur les câbles souterrains.
- Le deuxième chapitre traite les phénomènes de dégradation des isolants solides.
- La présentation des lois de l'électromagnétisme et le développement des méthodes de résolution des équations avec une présentation des méthodes numériques, notamment la méthode des différences finis et la méthode des éléments finis fait l'objet du troisième chapitre.

- Le dernier chapitre est consacré à l'application et la validation des modèles électriques proposés, dont on commence par la validation des résultats trouvés analytiquement et ceux obtenus par la méthode numérique en exploitant le logiciel FEMM.la suite du travail est consacré à l'étude de l'influence de différents paramètres sur les décharges à l'intérieure de la vacuole.

- Notre travail se termine par une conclusion générale.

Chapitre I
Câbles de transport d'énergie

Introduction

Comme on l'a toujours constaté, il est plus difficile d'exploiter un réseau électrique qu'un réseau de distribution de gaz ou d'eau, car il n'est pas possible de stocker l'énergie électrique. Ainsi doit-on produire, à chaque instant, l'énergie nécessaire à la consommation immédiate. Cette règle pose de difficiles problèmes au producteur qui établit, à l'avance, un programme journalier tenant compte de la demande habituelle des usagers en fonction d'une part de la saison, d'autre part des heures de la journée (heures pleines, heures creuses et heures de pointe). Même si l'énergie électrique n'est pas stockable, elle présente en revanche, l'avantage d'être facile à transporter à de grandes distances par de simples fils conducteurs. Il faut cependant noter que ce transport est assez couteux par les installations qu'il exige ainsi que par les pertes d'énergie dans les lignes. Il faudra donc tenir compte de ces frais dans le prix de vente du kWh à la consommation, prix qui doit être le plus bas possible. Pour limiter la longueur des lignes de transport, on à intérêt à implanter les centrales productrices d'énergie, le plus prés possible des lieux de consommation. Mais cette condition est difficilement réalisable pour les raisons suivantes :

- Les centrales hydrauliques sont le plus souvent installées dans des sites de montagnes ou sur des rivières à gros débits.
- Les centrales thermiques classiques, qui nécessitent des facilités pour leur approvisionnement en combustible (charbon, fuel ou gaz) sont toujours installées soit dans des grands ports, soit sur des rivières très navigables.
- Les centrales nucléaires, pour des raisons de sécurité, sont toujours éloignées des grandes villes.

Dans le présent chapitre, nous avons présenté le transport d'énergie électrique par câbles souterrains et leurs constitutions ainsi que ses avantages et inconvénients.

I. Câbles souterrains

I.1. Constitution

Les performances des câbles souterrains ont beaucoup évolué ces dernières années, grâce aux nouvelles technologies **[1]**, c'est ainsi qu'on peut les fabriquer pour les tensions les plus élevées (soit 400 kV). Ils sont plus souvent unipolaires comme le montre la figure I.1.

.

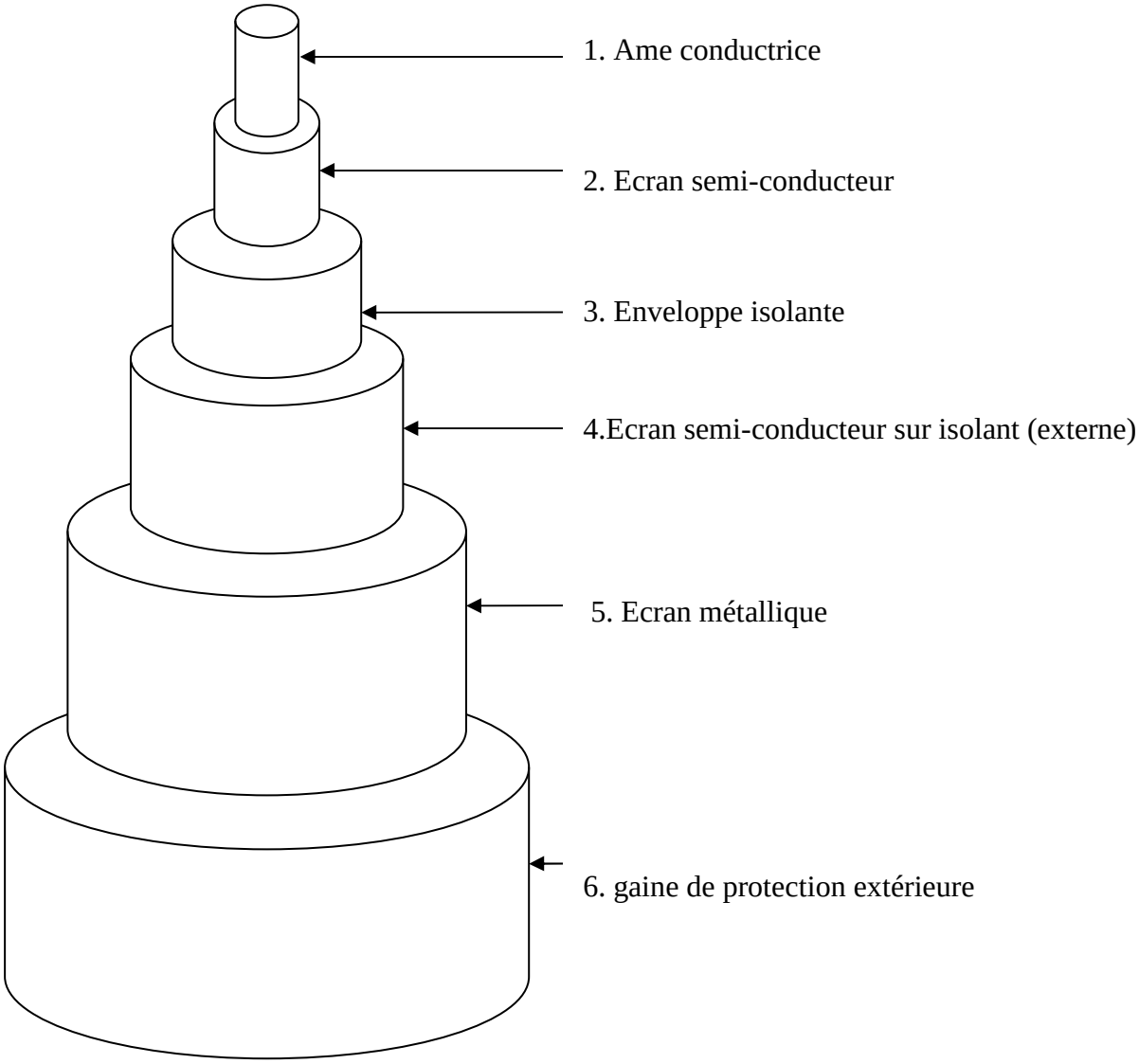


Figure I.1. Constitution d'un câble unipolaire haute tension

Un câble souterrain comporte les éléments suivants :

I.1.1. Ame conductrice

Elle est destinée à faire transiter le courant électrique. En général, les métaux et les alliages sont conducteurs d'électricité **[1]**. La liberté avec laquelle les électrons peuvent se déplacer détermine la conductivité des matériaux.

Les obstacles aux mouvements des électrons sont les impuretés, et les vibrations thermiques; ainsi pour obtenir une meilleure conductivité, le métal doit être plus pur.

On remarque aussi que quand on augmente la température, les vibrations thermiques de la maille s'accroissent et, par conséquent, la conductivité est réduite.

Les principaux matériaux pour les applications commerciales comme conducteurs sont les métaux purs aluminium, cuivre, et leurs alliages, avec de faibles ajouts d'autres éléments pour améliorer leurs propriétés **[1,2]**.

Généralement, on utilise l'aluminium. Le cuivre n'est utilisé que pour accroître la capacité de transport des câbles, il possède de meilleures caractéristiques techniques que l'aluminium, mais coûte plus cher. Le tableau I.1 présente une comparaison entre ces deux matériaux.

Tableau I.1. Comparaison des propriétés mécaniques et électriques du cuivre et de l'aluminium **[3]**

Caractéristiques	Aluminium	Cuivre	Unités
Conductivité électrique à 20°C	$37,2 .10^{6}$	$58,1.10^{6}$	$s.m^{-1}$
Résistivité électrique à 20°C	$2,6.10^{-9}$	$1 ,72.10^{-9}$	Ω.m
Masse volumique à 20°C	2690	8930	$kg.m^{-3}$
Coefficient de température de la résistance (0 à 100°C)	$2,4.10^{-3}$	$3,93.10^{-3}$	$°C^{-1}$
Chaleur massique moyenne (0 à 100°C)	909	388	$J.kg^{-1}.°C^{-1}$
Conductivité thermique (0 à 100°C)	238	599	$W.m^{-1}.°C^{-1}$
Coefficient de dilatation linéique (0 à 100°C)	$23,5.10^{-6}$	$6,8.10^{-6}$	$°C^{-1}$
Point de fusion	660	1085	°C

I.1.2. Un écran semi-conducteur

L'écran semi-conducteur assure deux fonctions **[2,4]** :

- Création de surface équipotentielle uniforme autour de l'âme, pour éviter la concentration du champ électrique sur les irrégularités de surface de celle-ci (effet de brin), qui peuvent conduire à des élévations locales du champ électrique, ce qui pourra nuire à la couche isolante (Figure I.2).
- L'écran semi-conducteur sur âme évite les décollements (vides ionisables) entre l'isolant et le conducteur, qui peuvent se produire aux cours des échauffements et refroidissements, subis en exploitation. Ces vides ionisables peuvent favoriser les

décharges électriques qui vont endommager progressivement la couche isolante, ce qui risque de provoquer la perforation du câble**.**

A. sans écran semi conducteur B. avec écran semi-conducteur

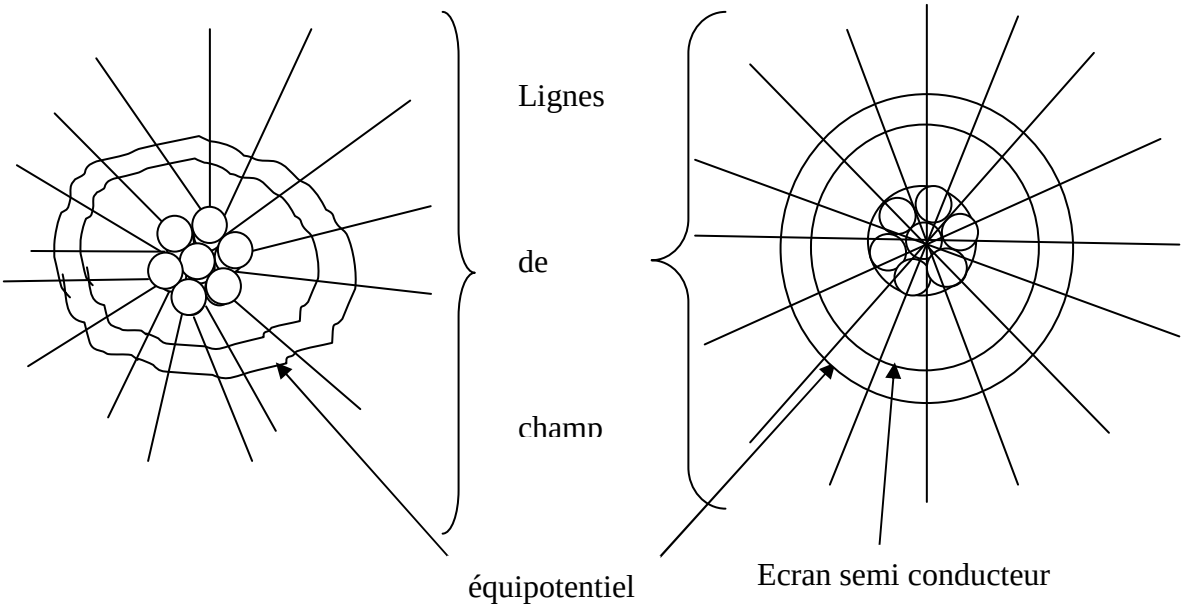


Figure I.2. A : câble à champ non radial.
B : câble à champ radial.

I.1.3. Une enveloppe isolante

C'est la matière destinée à assurer l'isolation électrique du câble, elle doit posséder des propriétés bien précises **[4]**.

- **Propriétés électriques**
  - Très forte résistivité
  - Pertes diélectriques faibles.
  - Rigidité diélectrique élevée.

- **Propriétés physiques et chimiques**
  - Bonne résistance à la chaleur et au froid.
  - Bonne tenue au vieillissement.
  - Résistance à l'humidité et au feu.

- **Propriétés mécaniques**

Des essais de résistance à la traction, à la torsion, à la flexion permettent de contrôler les qualités mécaniques.

- **Matériaux employés**

Actuellement, les matières synthétiques ont remplacé les produits tels que les papiers imprégnés ou les caoutchoucs naturels. Ces matériaux sont :

- Le polychlorure de vinyle (PVC) ou le polyéthylène (PE).
- Le caoutchouc butyle vulcanisé.
- Le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) qui associe les bonnes propriétés électriques du polyéthylène aux propriétés thermiques du caoutchouc butyle.

Le tableau I.2 présente les propriétés de quelques matériaux isolants **[1]**.

Tableau I.2. Propriétés représentatives des matériaux isolants typiques

Matériau isolant	**Résistivité transversale [Ω.m]**	**Permittivité relative**	**tgδ à 50Hz**
Vide	Infini	1,0	0
Air	Infini	1,0006	0
Huile minérale isolante	10^{11} à 10^{13}	2,0 à 2, 5	0,0002
Porcelaine	10^{10} à 10^{12}	5,0 à 7, 0	-
Mica	10^{11} à 10^{15}	4,5 à 7, 0	0,0003
Polystyrène	10^{15}	2 ,6	0,0002
Polyéthylène	10^{15}	2,3	0,0001
Chlorure de polyvinyle	10^{11}	5,0 à 7, 0	0,03
Quartz fondu	10^{16}	3,9	-

I.1.4. Un écran semi-conducteur sur isolant (externe)

Il est constitué par un ruban métallique en noir de carbone et sert à assurer un champ électrique radial c'est-à-dire perpendiculaire à la surface (figure I.2).

I.1.5. Un écran métallique

En général, il est en aluminium ou au plomb. Son rôle est la mise à la terre et d'assurer l'étanchéité entre le câble et le milieu extérieur afin d'éviter l'infiltration de l'eau à l'intérieur **[2,4].**

I.1.6. Une gaine de protection extérieure

Elle est faite généralement en polychlorure de vinyle ou en polyéthylène; elle assure la protection du câble des différents phénomènes pouvant provoquer sa détérioration. La gaine protectrice doit satisfaire à des conditions liées à l'environnement du câble, telles que :

- La température ;
- La présence d'eau, de poussière ;
- La possibilité de chocs mécaniques, etc.

On peut trouver des gaines de protection extérieure faites de matériaux métalliques tels que le plomb et l'aluminium.

Les câbles à gaine en PVC peuvent, grâce à l'utilisation convenable de matériaux fortement retardateurs de flamme, être conçus pour bien résister à l'inflammation et à l'extension de la flamme, mais ils produisent des volumes significatifs de fumées et de vapeurs toxiques quand ils brûlent.

I.2. Avantages et inconvénients des câbles souterrains

I.2.1. Avantages des câbles souterrains

L'énergie nécessaire aux services électriques provient des centrales hydroélectriques, des centrales nucléaires et des centrales à combustibles fossiles. Bon nombre de ces centrales se trouvent à une distance considérable des points de consommation. L'énergie produite par ces centrales est acheminée par lignes aériennes aux longues distances rurales. Mais à proximité d'une agglomération, ou d'une ville, il est avantageux d'enfouir le système de transport d'énergie sous terre.

En plus d'offrir des avantages indéniables sur le plan esthétique et d'améliorer l'apparence des propriétés, les systèmes de transport souterrain d'électricité présentent de nombreux avantages par rapport aux lignes aériennes tels que :

- **Durée de vie accrue**

La durée de vie des systèmes de transport souterrain est jugée beaucoup supérieure à celle des câbles aériens.

- **Entretien moins coûteux**

Les composantes des systèmes de transport souterrain nécessitent moins d'entretien.

- **Service sans interruption en cas de tempête**

Les systèmes de transport souterrain sont à l'abri de tempêtes, de verglas, de la foudre, et vents violents.

- **Réduction des risques associés à la lutte contre les incendies**

Lorsqu'ils doivent déployer des engins de lutte contre les incendies, les pompiers ne risquent pas d'être exposés aux dangers que constituent les poteaux et fils aériens.

- **Prévention des accidents**

Les systèmes de transport souterrain éliminent les risques de contact avec l'énergie électrique haute tension, ou de collision avec des poteaux ou des lignes sous tension qui sont tombés.

I.2.2. Inconvénients des câbles souterrains

Le câble souterrain apparaît souvent comme un recours pour protéger les paysages. L'installation de ces câbles comporte cependant divers inconvénients.

- Comparés aux lignes aériennes, le coût par kilomètre de câble est sensiblement plus élevé (1 km de câble peut couter jusqu'à 10 fois plus qu'un km de ligne selon le niveau de tension, le profil de terrain,…etc) ;
- Les câbles sont principalement installées en voiries et risquent d'être endommagés lors de travaux effectués sur le réseau routier, ils sont également moins accessibles pour les réparations ;
- Difficultés technologiques d'isolation des câbles qui ne permettent pas d'atteindre des tensions très élevées ;
- Problème de l'évacuation de la chaleur ;

- Difficulté de connexion entre ligne aérienne et câble ;
- Limitation de puissance due à la capacité élevée des câbles **[5]**.

Chapitre II

Notions sur la dégradation des isolants solides

Introduction

Bien que peu de matériels électrotechniques arrivent en expertise pour déterminer la cause des défaillances en service, il reste important de connaître et de comprendre les mécanismes de claquage et de vieillissement des matériaux isolants sous champ électrique, pour déterminer avec plus de précision leur durée de vie et donc garantir leur fonctionnement pour une durée déterminée. La détermination de certains facteurs critiques pour le vieillissement peut conduire à une optimisation des appareils qui sont généralement surdimensionnés et ainsi réduire l'épaisseur des isolants ou le volume du système et par la même occasion leur coût.

Les phénomènes macroscopiques de vieillissement sont maintenant bien connus : la rupture diélectrique de l'isolant se conclut par la propagation de canaux conducteurs microscopiques. Cette phase est généralement précédée par une période de croissance de défauts à l'échelle microscopique telle que la formation ou l'extension de cavités microscopiques.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux différentes formes de décharges et mécanismes de claquages **[6].**

II.1. Isolants électriques

C'est une substance qui a une conductivité suffisamment faible pour être utilisée afin de séparer des pièces conductrices portées à des potentiels différents. Un matériau diélectrique (isolant électrique) possède peu de charges libres, elles sont piégées. Contrairement à un matériau conducteur où les charges sont nombreuses et libres de se déplacer sous l'action d'un champ électrique.

II.2. Grandeurs caractéristiques des milieux diélectriques

II.2.1. Rigidité diélectrique

II.2.1.1. La rigidité intrinsèque

Lorsque le champ électrique appliqué à un matériau de telle manière que sa température reste pratiquement inchangée en maintenant ce champ pendant une courte durée et en utilisant les électrodes permettant l'évacuation de la chaleur, on peut assister à un

claquage brutal qui n'est pas précédé par une augmentation progressive de la température, c'est ce qu'on appelle le claquage intrinsèque **[7].**

II.2.1.2. La rigidité diélectrique pratique

On distingue deux types :

- **Rigidité diélectrique transversale**

Le champ électrique est appliqué perpendiculairement à la surface de matériau **[8].** La norme CEI 243, décrit les différents types d'électrodes à choisir selon que l'on veut essayer des matériaux en plaques, en films, en tubes, à couleur,…etc.

- **Rigidité diélectrique longitudinale**

Le champ électrique en tension continue est appliqué parallèlement à la surface du matériau.

II.2.2. Permittivité diélectrique

On compare la capacité de deux condensateurs composés de deux plaques de même surface, de même écartement, l'un ayant pour diélectrique de l'air, l'autre l'isolant étudié. La capacité (C) d'un condensateur est le rapport qui existe entre la quantité d'électricité qu'il accumule et la tension entre ses bornes.

$$C = \frac{Q}{U}$$

Q : Quantité d'électricité en Coulombs ;

U : Tension en Volts ;

C : Capacité en Farads ;

Constante diélectrique : $\varepsilon_r = \frac{C}{C_0}$

La constante diélectrique ε_r est le rapport entre les deux capacités des condensateurs obtenus. Elle est toujours supérieure à 1 pour les isolants solides **[1].**

II.2.3. Angle de pertes

L'angle de perte δ est défini comme étant l'angle complémentaire du déphasage entre la tension U entre les conducteurs et le courant de fuite I traversant l'isolant. La valeur $tg\delta$ est appelée facteur de dissipation diélectrique.

II.2.4. Notion de champ disruptif

Dans beaucoup de dispositifs, on utilise des matériaux isolants, c'est à dire dans lesquels les charges électriques ne peuvent pas se déplacer. Or, lorsqu'une tension trop élevée est appliquée à ces dispositifs, on constate que des isolants perdent leurs propriétés, parfois de façon réversible (cas de l'air et des gaz), mais plus souvent de façon irréversible (donc avec mise en panne du dispositif). C'est notamment le cas pour les câbles et les lignes électriques. On peut soupçonner que les conséquences pour les isolants d'un niveau de tension **U** trop élevé (perçage de l'isolant et mise en court-circuit, vieillissement accéléré des isolants) sont liées à la valeur du champ électrique à l'intérieur des isolants **[9].**

Pour chaque isolant, on a déterminé la valeur du champ électrique maximum qui peut exister dans ce matériau sans qu'il perde ses propriétés isolantes. Cette valeur est ce que l'on appelle le "champ électrique disruptif" (de façon plus concise "champ disruptif"), la "rigidité diélectrique" ou encore, en anglais, "Dielectric strenght". Le champ disruptif dépend de nombreux paramètres, comme la température et la durée d'exposition à la contrainte, la présence de défauts microscopiques etc.

Retenons encore que le claquage entraîne généralement la dégradation et la destruction des isolants solides, alors que certains isolants liquides et gazeux retrouvent une fois le phénomène terminé leurs caractéristiques initiales. Cette différence de comportement entre les matériaux se traduit parfois en technique par l'utilisation de marges de sécurité plus étroites dans le second cas.

II.2.4.1. Le champ disruptif de l'air

À la base, l'air est un fort isolant. Mais sous de fortes tensions, les électrons qui composent les atomes des molécules de l'air sont littéralement arrachés à leur orbite de valence pour participer à la conduction électrique : la foudre traverse alors l'atmosphère. La valeur du champ disruptif de l'air la plus communément admise est: $E_{disruptif}$ = 36000V/cm**[5].**

On peut interpréter de manière très simple cette formule, en disant que dans de l'air sec, il faut une différence de potentiel de 36 000 Volts pour faire une étincelle entre 2 points écartés de 1 centimètre, ou 3600 Volts pour faire une étincelle entre 2 points écartés de 1 mm.

II.2.4.2. Cas des câbles

On peut également parler de champ disruptif dans le cas des câbles électriques, où le cœur (appelé également l'âme) est séparé de la gaine de masse par un isolant. Ici encore, un champ électrique radial trop élevé conduit au claquage de ce matériau, endommageant irréversiblement le câble **[9]**.

II.3. Rupture diélectrique et vieillissement électrique

II.3.1. Rupture diélectrique

Un matériau isolant soumis à une contrainte électrique peut voir ses propriétés changer avec le temps sous l'influence de l'ensemble des contraintes de fonctionnement (champ électrique, température, contraintes mécaniques, irradiations, etc.). Au sens du génie électrique, le vieillissement électrique est défini comme tout changement des propriétés du matériau qui affecte ses fonctions d'isolation **[6].** Il peut donc s'agir d'une modification de nature chimique ou physique induisant une modification des propriétés électriques dans un sens défavorable pour la pérennité des fonctions isolantes. Evidemment, la durée de vie d'un matériau diélectrique dépend de l'intensité de la contrainte électrique subie par celui-ci mais également de la durée d'application de cette contrainte. Le vieillissement électrique est un grand problème pour les industries car tous ces paramètres ne sont bien évidemment pas contrôlés.

Pour illustrer ces phénomènes, la figure II.1 sera sujette à quelques commentaires. Elle montre les processus de rupture les plus couramment identifiés compte tenu de l'échelle de temps considérée et de l'intensité des contraintes électriques.

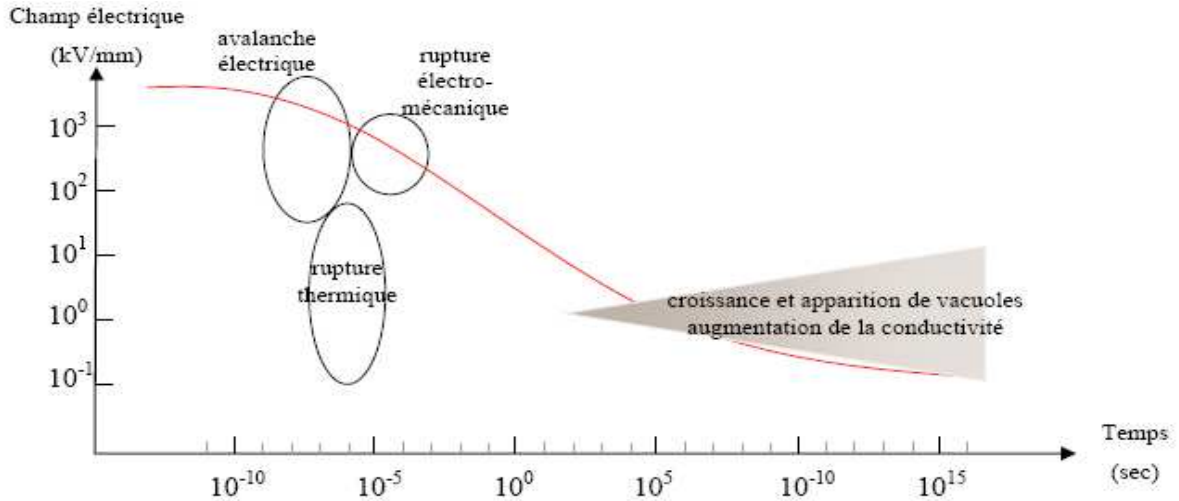


Figure II.1. Caractéristique du champ électrique en fonction du temps représentant les mécanismes de rupture diélectrique **[6].**

Dans la caractéristique, plusieurs processus sont évoqués allant du phénomène de rupture à temps court jusqu'aux phénomènes de rupture à temps long.

Plus le champ électrique appliqué est élevé plus le temps de rupture est court. Les mécanismes physiques sont différents selon le domaine de temps considéré : le claquage à long terme intègre la notion de vieillissement caractérisé par une évolution lente des propriétés électriques, alors que les claquages à temps courts résultent d'un problème de transfert d'énergie entre le champ électrique appliqué et les porteurs de charges **[6].**

II.3.1.1. Rupture à court terme

Trois cas de rupture à court terme sont évoqués dans la caractéristique de la figure II.1

- La rupture thermique : toutes les ruptures électriques finissent par un effet thermique, mais dans la rupture thermique, c'est la température qui est à l'origine de la rupture par un effet d'emballement du courant non compensé par la diffusion de la chaleur.
- La rupture électrique (ou électronique) : il y a un développement d'une instabilité électrique très rapide dans laquelle sont impliqués les porteurs électroniques.
- La rupture électromécanique : elle est due à l'apparition d'une force de compression impliquant une diminution de l'épaisseur du matériau et donc une augmentation du champ électrique ce qui engendre la rupture.

II.3.1.1.1. Rupture thermique

Le concept général du mécanisme de la rupture diélectrique par phénomène thermique consiste à dire que l'énergie électrique est transférée au matériau solide pour l'échauffer **[10].** L'équilibre thermique est obtenu lorsque la dissipation thermique par diffusion équilibre la production de chaleur due à la conduction électrique. Lorsque cet équilibre est rompu, un phénomène d'emballement se produit compte tenu de la forte dépendance de la conductivité électrique en fonction de la température.

L'équation thermique s'écrit :

$$C_v.\frac{\delta T}{\delta t} - div(K.\vec{\nabla}T) = \sigma.E^2 \qquad \textbf{(II.1)}$$

avec :

C_v : chaleur spécifique de l'isolant [$J.kg^{-1}.°C^{-1}$]

$\vec{\nabla}T$: gradient de la température

K : conductivité thermique [$W.m^{-1}.°C^{-1}$]

σ : conductivité électrique [$s.m^{-1}$]

E : champ électrique appliqué [kV/cm]

t : temps [s]

Le premier terme de gauche désigne la chaleur emmagasinée.
Le deuxième terme correspond à la dissipation thermique de l'échantillon.
Le membre de droite est l'apport d'énergie d'origine électrique : il représente la production de chaleur.

La résolution de cette équation consiste à déterminer pour chaque point de l'échantillon la température T en fonction du temps t et du champ électrique E pour que l'échantillon ne subisse pas de rupture. Cette équation n'est résolue que par des méthodes numériques du fait de la multitude des variables qui composent les termes de l'équation :

$\sigma = f(E, T)$

$T = f(t, x, y, z)$

$E = f(t, x, y, z)$

$k = f(T, x, y, z)$

avec

x, y, z : coordonnées dans un repère cartésien.

La rupture diélectrique par effet thermique est caractérisée par :

- L'échauffement de l'échantillon.
- Le temps court nécessaire au développement du claquage (quelques microsecondes).
- Le champ de claquage dépendant de l'épaisseur de l'isolant, de la géométrie des électrodes ainsi que de leurs propriétés thermiques et celles du milieu ambiant.

Le champ de rupture diminue si la fréquence de la tension appliquée augmente puisqu'il faut tenir compte des pertes diélectriques lors de l'échauffement de l'isolant **[6].**

II.3.1.1.2. La rupture électromécanique

La rupture électromécanique est due à l'apparition d'une force électrostatique de compression impliquant une diminution de l'épaisseur du matériau. Cette force électrostatique est générée par l'attraction mutuelle des électrodes, phénomène facilité par une perte de la rigidité mécanique du matériau consécutive à une élévation de température. Le champ électrique appliqué sur celui-ci devient plus important (puisque l'épaisseur est plus faible pour une même tension appliquée sur l'échantillon) **[10].**

Il est possible de dresser les équations relatives à la force électrique et la pression électrique d'un système d'électrodes planes de surface S en vis-à-vis, d'une part, et de la compressibilité du matériau de module d'Young Y (module d'élasticité), d'autre part.

A l'équilibre, la pression électrostatique P_e qui s'exerce sur le diélectrique est compensée par sa rigidité mécanique. La relation à l'équilibre est donc :

$$P_M = P_e$$
$$\frac{1}{2} . \varepsilon_0 . \varepsilon_R . \left(\frac{V}{e}\right)^2 = Y \ln\left(\frac{e_0}{e}\right) \quad \textbf{(II.2)}$$

D'où la relation V=f(e) :

$$V = e\left[\frac{2Y}{\varepsilon_0 . \varepsilon_R} \ln\left(\frac{e_0}{e}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \quad \textbf{(II.3)}$$

avec :

e : épaisseur du matériau

e_0 : épaisseur initiale du matériau.

II.3.1.1.3. La rupture électrique

Le claquage électronique est dû aux électrons accélérés par le champ dans la bande de conduction qui acquièrent suffisamment d'énergie cinétique pour induire des ionisations par

collisions et conduire à la rupture de l'isolant: il y a stabilité s'il existe un équilibre entre gain d'énergie cinétique et perte d'énergie par collisions.

Dans la littérature, on distingue souvent les concepts de rupture intrinsèque, de rupture par avalanches et celle associée au volume libre.

- **Rupture électrique intrinsèque**

On considère que la seule source d'électrons est la bande de valence de l'isolant. La rupture par émission de champ selon Zener **[11]** exprime la probabilité (λ) de passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction par une expression de type Fowler - Nordheim :

$$\lambda = \frac{q.E}{h} . e^{\left(\frac{-\pi^2 . m.a.E_i^{\,2}}{h^2 . q.E} \right)} \qquad \textbf{(II.4)}$$

avec

m: masse de l'électron

a : distance inter sites

h : constante de Planck

E_i : énergie d'ionisation

q : charge de l'électron

- **La rupture électrique par avalanche d'électrons**

La rupture diélectrique par avalanches électroniques se distingue de la rupture intrinsèque par l'origine de l'électron initial. Dans le cadre d'une théorie à un seul électron, on considère que le porteur initialement injecté à la cathode par exemple, va être accéléré vers l'anode sous l'effet du champ électrique appliqué. Si cet électron reçoit suffisamment d'énergie, il pourra libérer un autre électron par ionisation. Si chacun d'eux reçoit la même énergie les électrons secondaires peuvent à leur tour provoquer d'autres ionisations. La figure II.2 illustre ces propos.

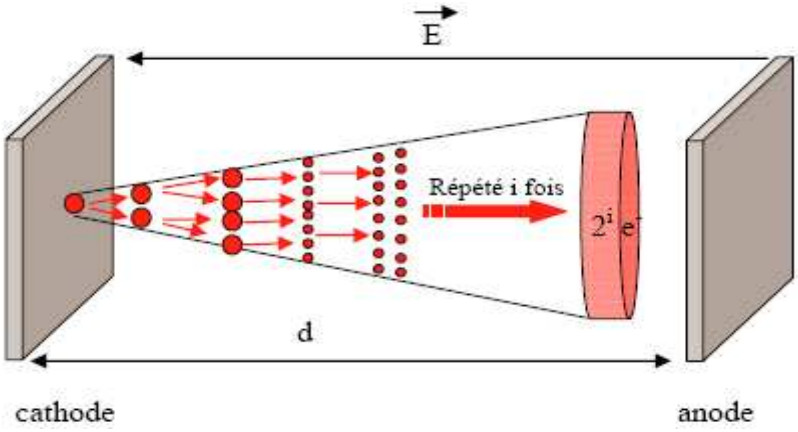


Figure II.2. Illustration d'une avalanche à un électron **[6].**

- **Rupture associée au volume libre**

Artbauer **[7]** est le premier à utiliser la notion de volume libre dans le claquage et ceci en considérant que les électrons peuvent acquérir suffisamment d'énergie avec le champ électrique en traversant le volume libre pour causer la rupture diélectrique. Dans son modèle, Artbauer considère des cavités sphériques de diamètre de quelques Angströms et une probabilité non nulle qu'à certains endroits ou il ya accumulation de ces cavités permettant ainsi aux électrons accélérés par le champ d'y parcourir le plus de distance sans perte. La théorie s'applique aux polymères purement amorphes et permet de calculer la plus grande distance parcourue par les électrons qui ont provoqué le claquage.

II.3.1.2. Rupture à long terme

Il est difficile de faire une distinction entre le claquage à court terme et le claquage à long terme. Il n'est pas aisé de définir cette frontière temporelle. Dans le cas de la rupture à long terme, on parle plutôt de vieillissement électrique du matériau. Le vieillissement d'un matériau est, en général, tout phénomène qui se traduit par une évolution lente et irréversible de ses propriétés avec le temps **[7].**

II.3.2. Vieillissement électrique

Cette partie traitera la rupture électrique à long terme soit typiquement plusieurs mois à plusieurs années. Nous détaillerons les différentes étapes d'un processus de vieillissement d'un matériau homogène.

II.3.2.1. Vieillissement électrique selon le scénario standard

Un scénario classique de vieillissement électrique (Figure II.3) est proposé ci-dessous selon les théories bien connues **[12]**, sur lesquelles nous nous appuierons pour expliquer les différentes phases de ce processus.

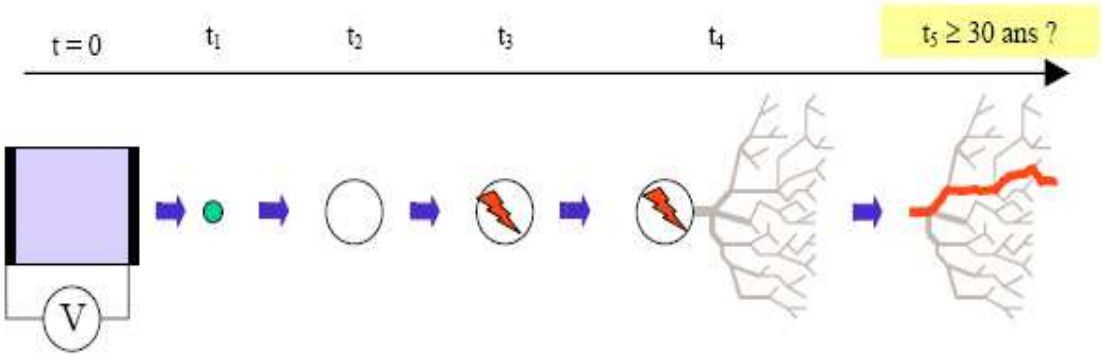


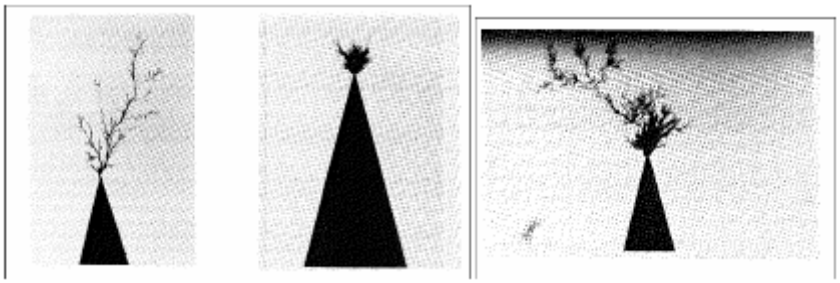
Figure II.3. Schéma représentant le scénario standard de vieillissement **[12].**

Le vieillissement électrique conduit à la perte des propriétés d'isolation des diélectriques. Selon le scénario standard (Figure II.3) la rupture électrique à long terme fait suite à un processus lent dans l'évolution des propriétés physico-chimiques du diélectrique. L'arborescence (t4) est la dernière phase du vieillissement électrique. C'est un phénomène lent qui se propage à partir d'un point faible du matériau ou bien d'une électrode jusqu'à l'électrode opposée. Les canaux d'arborescence sont des canaux creux, sièges de décharges électriques.

L'apparition de la première branche peut être due soit à un défaut concentrant le champ électrique, soit à l'existence d'une cavité gazeuse interne à l'isolant, siège de décharges partielles (t3). Les électrons générés dans ces décharges ont suffisamment d'énergie pour briser des chaînes macromoléculaires sur les surfaces internes de la vacuole, (E_e > 15 eV) **[6]**. Les processus de dégradation impliquent des modifications de nature physique et chimique avec des conséquences sur les propriétés électriques locales. Ces phénomènes vont se cumuler dans le temps pour donner lieu à la première branche de l'arborescence (sans doute par formation d'une zone plus conductrice susceptible de concentrer la contrainte en champ). Au fur et à mesure de l'augmentation de la taille de la vacuole initiale, l'énergie d'impact croît et l'effet s'accélère.

II.3.2.2. Les arborescences électriques

L'arborescence électrique (t_4 et t_5 de la figure II.3), apparaît dans des régions où le champ électrique est élevé. Dissado et Fothergill **[9]** dénombrent trois sous catégories d'arborescences électriques : l'arborescence type branche, buisson et le mélange des deux : l'arborescence de type branche ramifié. Une image de ces trois types d'arborescence est montrée à la Figure II.4.



a- branche b- buisson c- branche ramifié

Figure II.4. Les trois sous catégories de l'arborescence électrique **[9].**

Les arborescences de type branche ont des diamètres de quelques dizaines de micromètres (≈ 30 μm) pour le tronc et de l'ordre du 1 μm pour les ramifications. Les arborescences type buisson forment des tubes creux de forte densité. En ce qui concerne les arborescences type branche ramifié, elles regroupent les mêmes caractéristiques **[6].**

Des études ont montré l'importance de l'amplitude du champ électrique sur la forme des arborescences qui dépend aussi de la fréquence du signal électrique, de la forme des électrodes et du type de matériau utilisé. La propagation des arborescences ainsi que leur modélisation ont fait l'objet de nombreux travaux récents comme ceux de Dissado **[13].**

II.3.2.3. Cavités et décharges électriques

Les décharges électriques initiatrices d'arborescences ont lieu dans des cavités de plusieurs dizaines de micromètres de diamètre (t_2 et t_3 de la figure II.3). Les mécanismes de décharges partielles sont étudiés et mesurés de façon approfondie. Avec des appareils de mesure d'une grande sensibilité, il est aisé de pouvoir mesurer des décharges dans des cavités mesurant une centaine de micromètres de diamètre. Dans une vacuole de cette taille, une avalanche électronique est constituée d'un grand nombre d'électrons car nous sommes dans la configuration où la taille de la cavité est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen d'un électron à la pression atmosphérique. Lorsque les tentatives de détection des décharges

partielles sont faites sur des cavités plus petites, cela est moins clair parce que le nombre d'avalanches est réduit ainsi que le nombre d'électrons déplacés. Des interrogations sur l'influence de la paroi du diélectrique et sur l'origine de l'électron germe peuvent être légitiment posées.

Ainsi pour s'affranchir des arborescences, il faut donc ne pas avoir de vacuole initiatrice de décharges partielles.

II.4. Les décharges électriques

II.4.1. Définition d'une décharge

Lorsqu'on applique à un diélectrique un champ suffisamment élevé, un courant dont la valeur dépend de celle du champ appliquée devient possible par ionisation partielle du milieu. On parle de décharge électrique. Les décharges électriques peuvent prendre une multitude de formes différentes **[14]**.

II.4.2. Décharges partielles

En 1936, Robinson **[7]** dont l'intérêt s'était porté sur les câbles hauts tension imprégnés à l'huile, mettait déjà en cause la présence de cavités et le bombardement de leurs parois par les ions. Par leurs dimensions, leur pression et les contraintes de tension auxquelles sont soumises les cavités, des décharges y prennent naissance créant parfois des perturbations sur les circuits électroniques avoisinants. La mise en court-circuit, par une décharge, d'une vacuole dans une isolation, donne naissance à un certain nombre de phénomènes physiques dus à la transformation de l'énergie électrique fournie en énergie thermique ou lumineuse.

II.4.2.1. Naissance des décharges partielles

- **Tension aux bornes de la vacuole**

Gemant et Philipoff **[7]** ont proposé le schéma équivalent d'une isolation avec une cavité. Cette représentation idéalisée à la figure II.5, comprend la capacité totale du mur isolant a, et la capacité b de la partie saine en série avec la capacité c de la cavité.

Si on applique aux bornes d'une éprouvette une tension U_a au moins égale à une valeur U_s appelée tension de seuil, telle que la différence de potentiel V_c aux extrémités de la vacuole atteint la tension disruptive U_i du gaz qu'elle contient, des décharges prennent

naissance, constituant une cause d'érosion permanente et contribuant ainsi à la détérioration plus ou moins lente de l'isolation. La condition nécessaire et suffisante pour créer des décharges est donc $V_c = U_i$.

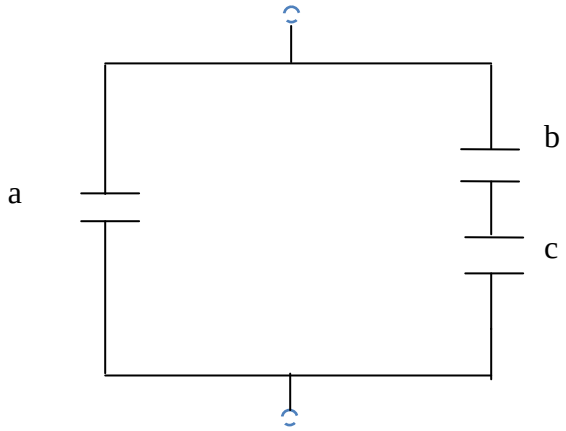


Figure II.5. Schéma équivalent d'un isolant avec une cavité **[7].**

La différence de potentiel aux bornes de la cavité dépend de la valeur de la tension appliquée à l'ensemble, de la nature même du matériau, de la géométrie du défaut de l'isolant**.** La tension d'amorçage dépend, conformément à la loi de Paschen, de la nature, de la pression et de l'épaisseur de la lame de gaz contenu dans la cavité. Dans le cas d'un champ divergent, elle augmente avec le rayon de courbure de la pointe. La tension d'initiation des décharges partielles croit quand la fréquence du signal diminue **[7].**

- **Nombre de décharges**

Garton **[15]** indique que sur le polyéthylène, 10^9 décharges sont nécessaires, pour créer des sites d'érosions visibles, dues aux impacts de ces dernières. La dégradation est plus sensible à l'énergie des électrons qu'à leur nombre**.** Dans le cas d'une isolation comportant une vacuole unique, soumise à un champ alternatif, Bui Ai **[7]** a montré que ce nombre par seconde s'exprime par la relation :

$$n = 4f \frac{V_c - U_e}{U_l - U_e} \qquad \textbf{(II.5)}$$

avec :

f : fréquence de la tension appliquée.

V_C : tension aux bornes de la vacuole.

U_i : tension d'amorçage.

U_e : tension d'extinction.

- **Décharges superficielles**

Elles prennent naissance entre le conducteur et l'isolant. Le champ électrique donnant lieu à cette décharge a sa composante principale tangentielle à la surface du matériau.

- **Mesure des décharges partielles**

La figure II.6 représente le schéma de principe du circuit de l'appareillage de mesure des caractéristiques des décharges partielles **[16].**

La conception de cet appareillage est basée sur un circuit d'enregistrement connu des décharges partielles ou une résistance (R_m) de mesure est placée sur la connexion à la terre de l'objet essayé (C_x). La principale caractéristique de ce circuit consiste en un pont supplémentaire (VB) formé de diodes, et en un dispositif de synchronisation (S). Ce pont est commandé par un interrupteur à thyristor (K) placé sur la diagonal du pont.

Les signaux de commande du thyristor sont produits par le synchroniseur (S).Celui- ci génère également une impulsion qui fait fonctionner le dispositif de mesure (M). Ce synchroniseur est une unité logique comprenant neuf microcircuits intégrés et un compteur à quatre chiffres, un écran d'affichage, un dispositif de démarrage, un dispositif de commande de phase de l'onde, et des circuits de référence et de sécurité.

La conception du synchroniseur permet de larges possibilités ; il est possible de changer la polarité de la tension d'essai et d'enclencher l'appareillage de mesure au moment voulu. Un filtre d'harmoniques multiples (F) est utilisé pour supprimer les harmoniques de la tension d'essai. Le dispositif de mesure (M) comprend un oscilloscope CRT avec un enregistreur photographique et un compteur d'impulsions de décharges partielles à mémoire. La résistance d'amortissement(R_d), reliée en parallèles sur l'enroulement primaire du transformateur d'essai, a pour fonction de supprimer les surtensions transitoires qui se produisent lors de fonctionnement de l'interrupteur à thyristor.

VB : Pont de diodes ;

S : Dispositif de synchronisation ;

R_d : Résistance d'amortissement

C_x : Echantillon essayé ;

C_0 : Condensateur de couplage ;

R_m : Resistance de mesure ;

F : Filtre d'harmoniques supérieurs ;

M : Dispositif de mesure ;

k : Interrupteur à thyristor

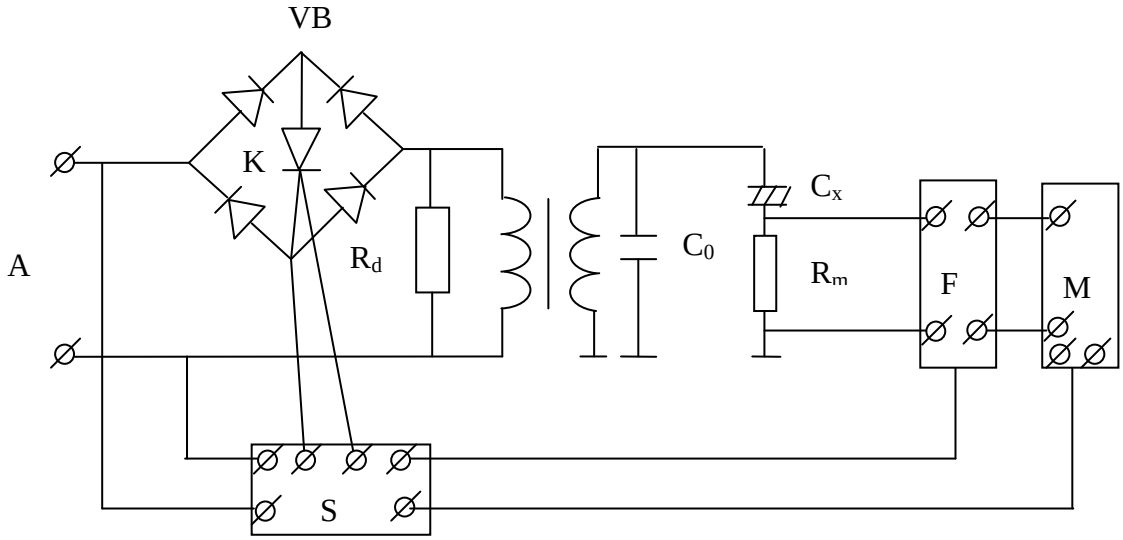


Figure II.6. Diagramme du circuit de l'appareillage de mesure des décharges partielles **[16].**

II.5. Décharges électriques dans les gaz

Les gaz sont de bons isolants s'ils sont mis hors d'atteinte des agents ionisants. En pratique, ils contiennent toujours une certaine quantité de charges libres dues à l'ionisation par les rayonnements cosmiques, radioactifs et solaires. Dans ces conditions, l'application d'un champ électrique suffisamment élevé entraîne l'apparition d'un courant électrique, rendant ainsi le gaz conducteur. La transition entre l'état isolant et l'état conducteur du gaz constitue une décharge électrique. La pression de gaz joue un rôle important dans la nature et le développement de la décharge. Elle peut varier dans des portions considérables allant du vide aux hautes pressions utilisées dans les générateurs de grande puissance **[17].**

La nature de gaz a aussi une grande influence sur le processus de décharge qui varie selon que le gaz est électronégatif comme l'oxygène, la vapeur d'eau ou l'hexafluorure de soufre (SF_6). Ils présentent un grand avantage ; celui d'être une isolation auto régénératrice.

II.5.1. Décharge de Townsend

La théorie classique de décharge électrique dans un gaz repose essentiellement sur l'interprétation de J.S. Townsend, qui définit le claquage d'un gaz comme le passage du gaz

d'un état isolant à un état conducteur. Le claquage de Townsend se produit dans des situations où le produit (p.d) (pression x distance entre électrodes) est faible, c'est à dire inférieur à quelques dizaines de torr.cm. (0,1 atmosphére <p< 1 atmosphère), après l'apparition du premier électron libre produit au niveau de la cathode ou dans le gaz par un agent ionisant (Rayons UV, chaleur, etc.), une avalanche électronique peut se développer sous l'action de champ électrique. L'accroissement d'une quantité dn d'un nombre initial n d'électrons libres qui dérivent d'une longueur dx dans un gaz à pression p sous l'effet d'un champ uniforme E, est donné par le coefficient α avec **[17] :**

$$\alpha = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \qquad \textbf{(II.6)}$$

Ce coefficient α, caractérisant l'ionisation en volume au sein de gaz considéré, est appelé premier coefficient de Townsend. Il dépend du champ électrique, de la pression et de la nature du gaz.

$\frac{\alpha}{p}$ croit avec $\frac{E}{p}$ avec une influence de la nature de gaz.

Chaque ionisation d'un atome neutre de gaz donne naissance à un nombre γ de nouveaux électrons, si son énergie est suffisante (supérieure à l'énergie d'ionisation du matériau constituant la cathode).

Le coefficient γ, caractérisant l'ionisation en surface au niveau de la cathode, est appelé deuxième coefficient de Townsend.

Si i_0 représente un courant due aux électrons produits par l'agent ionisant extérieure, le courant i d'une décharge qui s'établit entre les électrodes distantes de d est représente par la relation classique **[17]** :

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \qquad \textbf{(II.7)}$$

Pour $\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1$, le courant du système devient infini, ce qui signifie que le courant i_0 n'est plus nécessaire à l'entretien de l'ionisation, la décharge alors est dite autonome.

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

Lorsque le champ électrique n'est pas uniforme, ce qui peut se produire avec l'accumulation localement des ions positifs dans l'intervalle inter électrodes, la multiplication des électrons s'arrête dans les régions où le champ électrique est faible.

Les électrons libres s'attachent alors à des atomes neutres du gaz afin de mieux décrire la multiplication électronique dans les zones à faible champ, où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à écrire $\alpha = (\alpha' - n)$, où n est le coefficient d'attachement qui représente le nombre d'électrons qui s'attachent par unité de longueur et α' le coefficient d'ionisation total.

Dans le cas où le champ n'est plus uniforme, le critère de Townsend s'écrira **[17] :**

$$\gamma \exp\left(\int_0^d \alpha \, dx - 1\right) = 1 \qquad \textbf{(II.8)}$$

Pour que la décharge soit autonome, il est nécessaire que les ions positifs, les photons et les métastables qui apparaissent dans l'espace inter électrodes produisent au moins un électron pour remplacer tout électron qui quittera la zone d'ionisation .pour Townsend, le passage à la décharge autonome est due à l'effet γ (émission d'électrons secondaire par les ions positifs qui tombent sur la cathode**.**

II.5.2. Loi de Paschen (1889)

Paschen à montré expérimentalement que, la tension de claquage d'un gaz soumis à un champ électrique uniforme dépend du produit p.d (pression x distance entre électrodes) selon une loi donnée par la courbe présentée à la figure II.7 :

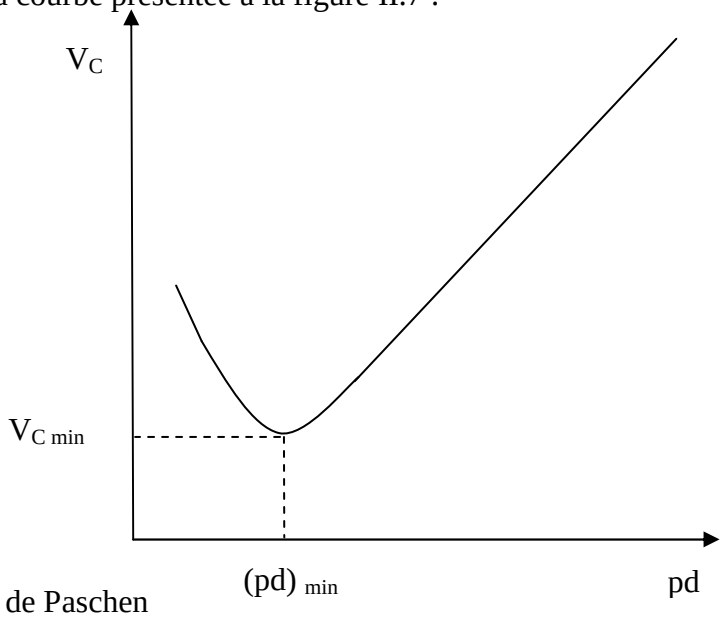


Figure II.7. Courbe de Paschen

La courbe de Paschen donne la tension de claquage en champ uniforme V_C en ordonnée et le produit (p.d) en abscisse exprimée en torr.cm.

$V_C = f(p.d)$ relation connue sous le nom de « Loi de Paschen » s'écrit **[17] :**

$$V_C = B \frac{pd}{\log \frac{A.pd}{\alpha d}} \qquad \textbf{(II.9)}$$

A et B sont des constantes empiriques

α : Premier coefficient de Townsend.

Cette loi s'explique comme suit :

- aux basses pressions, étant donné le nombre limité de molécules présentes, la probabilité de collision est faible, par conséquent le développement d'une avalanche est difficile entraînant une tension de claquage élevée.
- aux pressions élevées, la densité moléculaire fait que le libre parcours moyen des particules ionisantes n'est plus suffisant pour déclencher facilement le phénomène d'avalanche, d'où une tension de claquage élevée.
- entre les deux, aux pressions moyennes, V_C passe par un optimum appelé minimum de Paschen.

Ce minimum est compris pour la plupart des gaz purs entre 100 et 500 Volts et il correspond à des valeurs de p.d comprises entre 10^{-1} et 10 cm. mm Hg. L'expérience montre que pour p.d >> 1000 cm. mm Hg, la loi de Paschen perd sa validité, on constate une certaine saturation de V_C quand (p.d) augmente.

Mais pour de très faibles pressions (p.d < 10^{-1} cm. mm Hg), on observe des déviations par rapport à la loi de Paschen.

II.5.3. Décharge par streamer

Pour de fortes valeurs du produit (pression x distance), la théorie de Townsend ne peut expliquer complètement la décharge par étincelle ou arc. En effet, Raether, Meek et Loeb ont remis en cause cette théorie après avoir fait les observations suivantes **[18] :**

- Certains résultats expérimentaux montrent que la tension de claquage dans l'air à quelques atmosphères de pression p≥1 atm ne varie pas beaucoup avec la nature de la cathode.
- le courant de décharge pour des surtensions importantes atteint des valeurs notables avant même que la première avalanche se soit écroulé (avant que les ions n'aient eu le temps de revenir à la cathode et de générer des électrons secondaires).
- la décharge n'est plus diffusée, comme celle de Townsend, mais concentrée en un canal étroit avec des ramifications et des changements de direction (étincelle).

Si pour qu'un ion se déplace de l'anode jusqu'à la cathode, il lui faut 10^{-4} à 10^{-5} s, l'expérience à montré que le temps de la formation d'étincelle est de 10^{-7} s et moins, donc l'émission secondaire (due aux ions positifs) ne peut expliquer la décharge par étincelle.

Une première avalanche de Townsend faiblement luminescente se forme (streamer ou dard). Sous l'effet de la photo ionisation due aux rayonnements émis par cette avalanche, de nouvelles avalanches prennent naissance et donnent naissance à leur tour à d'autres avalanches dans le volume du gaz. Au cours de leur développement, les différentes avalanches se rattrapent les unes les autres et se confondent en donnant un canal conducteur du streamer. Ce canal à grande conductivité constituer de charges négatives formées dans le gaz court-circuitera les deux électrodes et conduira les décharges en provenance de la source.

La grande vitesse à laquelle se produit la décharge est due au fait que le streamer est conduit par plusieurs avalanches qui se développent simultanément entre les deux électrodes.

Quand le canal de plasma atteint l'anode, on aura une décharge complète sous forme d'arc, qui se distingue de la décharge de Townsend par le fait que :

- la densité de courant d'arc est très élevée 0,1 à 100 kA/cm^2
- le courant d'arc est principalement du aux électrons issus de la cathode et non pas à ceux résultant de l'ionisation du gaz.
- la tension d'arc n'est que de quelques dizaines de volts.

II.5.4. Décharge couronne

II.5.4.1. Définition

On appelle effet de couronne, toutes les décharges pré-disruptives apparaissant dans une zone où le champ électrique est intense. Ces décharges se manifestent par des bruits et

une lumière bleu-violet. L'effet de couronne a été l'objet de nombreux travaux qui ont permis de comprendre les principes fondamentaux impliqués et les conséquences du phénomène dans le domaine du transport de l'énergie électrique **[18].**

II.5.4.2. Conditions d'apparition

Dans un champ électrique intense, l'excitation des particules du gaz ambiant peut devenir suffisamment élevée pour ioniser ce même gaz dans une région donnée. Les électrons libres, accélérés par le champ électrique intense, sont à la base de ce processus.

Lorsque leur énergie dépasse l'énergie d'ionisation des molécules du gaz, les collisions entre les électrons libres et les molécules du gaz entraînent l'ionisation de ces dernières. De nouveaux électrons sont produits et soumis au même champ. Lors de l'ionisation, des photons hautement énergétiques sont aussi produits. Ils peuvent aussi contribuer à une réaction en chaîne appelée avalanche de Townsend.

II.5.4.3. Manifestations gênantes du phénomène d'effet couronne

- bruit : due aux milieux de choc entre les particules du gaz.
- Pertes d'énergie par effet couronne : l'ionisation qui créera autour du conducteur consomme une certaine énergie.
- Perturbations radioélectriques : à chaque avalanche électronique correspond une impulsion de courant dans l'air entourant le conducteur. Chaque impulsion (I) créera un courant (i) qui se déplacera à la vitesse de la lumière à l'intérieur du conducteur.
- Phénomène de corrosion : due à l'ozone (O_3) produit par la décharge couronne dans l'air.

La corrosion est le fait d'oxydation des matériaux et qui conduit à la dégradation de l'isolant solide **[17].**

II.6. Origine et détection des vacuoles

II.6.1. Origine de la première vacuole

La majeure partie de la communauté scientifique s'accorde à dire qu'il y a croissance des vacuoles dans les processus de vieillissement, mais les avis divergent sur la génération de telles vacuoles sous contraintes **[19].**

II.6.1.1. Les vacuoles existent déjà

Dans des milieux hétérogènes tels que les résines chargées avec des renforts de silice, des vacuoles pourraient être créées suite à un défaut de mouillage des renforts par la résine ou suite à la formation de craquelure au cours du processus de réticulation.

II.6.1.2. Les vacuoles n'existent pas

Si les vacuoles n'existent pas avant la première utilisation, leur apparition pourrait résulter de contraintes électromécaniques internes. L. Dissado et G.C. Montanari **[19]** ont travaillé sur le phénomène d'apparition des vacuoles. Ils ont présenté un modèle dans lequel la charge d'espace induit une intensification du champ local au sein de l'isolation et des contraintes électromécaniques qui à leur tour induisent des petites vacuoles (t1 sur la Figure II.3 : scénario standard de vieillissement).

II.6.2. Détection des vacuoles

Les vacuoles internes peuvent être révélées par des mesures de décharges partielles ou par voie optique.

II.6.2.1. Détections électriques

Ils existent actuellement des dispositifs qui peuvent mesurer des seuils d'apparition de décharges partielles **[6]** lorsqu'une quantité de charge de l'ordre de quelques dixièmes de pico Coulomb est déplacée. Ce sont les signaux haute fréquence que produisent les décharges partielles qui sont détectés électriquement. On ne détecte qu'une charge apparente qui n'est pas exactement la charge impliquée dans la décharge partielle connaissant la quantité de charges déplacées, il est possible d'obtenir la taille d'une vacuole susceptible de développer de telles décharges, en supposant que la quantité de charge détectée provienne d'une seule cavité.

S.W. Rowe **[12]** a déterminé la taille minimale d'une vacuole détectable par mesure de DP à environ 40 μm. Son calcul prend en considération le libre parcours moyen d'un électron dans la vacuole (environ 2 μm en considérant que la cavité est à la pression atmosphérique) et un seuil de détection à 0.1 pc. Il en déduit qu'il faut environ 106 électrons dans l'avalanche

faisant suite à une vingtaine de collisions ionisantes (voir schéma de la Figure II.3), pour produire un signal observable.

II.6.2.2. Détection par voie optique et microscopique

Plusieurs alternatives sont possibles aux mesures électriques pour révéler la présence de microcavités comme la microscopie à balayage ou la tomographie qui a la particularité d'avoir une résolution très grande en trois dimensions.

S.S. Bamji **[14]** annonce que la détection des émissions optiques liées à l'ionisation du gaz dans les décharges permet d'améliorer la sensibilité de la détection par rapport à des mesures électriques (gain de plusieurs ordres de grandeur). Autrement dit, il serait possible de détecter des phénomènes d'ionisation dans des cavités de dimension très inférieure à 40 µm (limite de détection par mesure électrique).

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les éléments nécessaires à la compréhension du comportement des diélectriques vis-à-vis du champ électrique appliqué et nous avons exposé leurs principales propriétés.

Nous avons vu que dans les systèmes d'isolation, les décharges partielles peuvent prendre naissance dans les cavités gazeuses et les hétérogénéités aux interfaces autour desquelles le champ électrique peut être amplifié. Ces décharges partielles peuvent provoquer, à long terme, la rupture diélectrique du matériau. Il existe différents mécanismes de claquage des polymères : thermique, électronique et électromécanique.

Chapitre III

Rappel sur les notions d'électromagnetisme et les méthodes de résolution

Introduction

Les variations dans le temps et l'espace, des grandeurs vectorielles (champ électrique et induction magnétique) caractérisant le champ électromagnétique, et plusieurs autres grandeurs qui leur sont associées, sont liées entre elles par un ensemble compact unifié de quatre équations aux dérivées partielles, établie par J.C. Maxwell, s'appelant depuis « Equations de Maxwell », et décrivant tous les phénomènes et les interactions électromagnétiques.

Elles furent publiées dans leur forme définitive pour la première fois en 1873, dans son ouvre principale intitulé « Treatise on Electricity and Magnetisme ».Ce sont des équations à considérer et à admettre pour les milieux macroscopiques, elle peuvent être formulées sous forme différentielle ou intégrale.

Ces équations aux dérivées partielles ne peuvent être résolues d'une manière générale par des méthodes analytiques. En effet, ces méthodes ne s'appliquent pas en cas de géométries complexes ou bien dans le cas ou les matériaux ont des propriétés physiques non linéaires, d'où la nécessité d'introduire une méthode numérique faisant appel aux techniques de discrétisation.

Parmi ces méthodes la méthode des éléments finis est sans doute la plus utilisée, elle est mieux adaptée pour traiter les géométries complexes. Mais elle reste imprécise dans deux situations :

- Domaine d'étude infini
- Présence d'une singularité dans le domaine d'étude

Pour remédier à ces inconvénients, des méthodes couplées (Analytiques-Numériques) qui consistent à l'association de la méthode des éléments finis à d'autres méthodes analytiques sont élaborées réduisant ainsi le nombre d'inconnus et prenant en compte mieux les singularités des problèmes à résoudre. Parmi elles on peut citer la méthode des éléments finis-Intégrale de frontière **[20].**

III.1. Rappel sur les notions d'électromagnétisme

III.1.1. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell peuvent être exprimées sous leur « forme globale » en termes de relations intégrales, en intégrant les équations aux dérivées partielles.

Et étant donné que la forme locale des équations aux dérivées partielles est plutôt orientée pour la résolution numérique, la forme intégrale offre l'avantage de décomposition de la structure complexe du problème à résoudre, en sous systèmes intègre, ce qui facilite largement l'analyse.

- **Première équation de Maxwell**

C'est une généralisation du théorème de Gauss, qui stipule que le flux de $\vec{D}$ sortant d'une surface fermée S, est égale à la charge totale Q_t contenue dans le volume V s'appuyant sur cette surface.

$\oiint_s \overrightarrow{D}.\overrightarrow{ds} = Q_t = \iiint_V \rho.dv$ **(III.1)**

Q_t étant la charge totale contenue dans le volume v.

ρ : densité de charge.

dv : élément de volume.

Le théorème de divergence permet d'écrire :

$\oiint_s \overrightarrow{D}.\overrightarrow{ds} = \iiint_V \vec{\nabla}.\vec{D}.dv$

$Q_t = \iiint_V \rho.dv$

Donc :

$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho$ **(III.2)**

Première équation de Maxwell.

- **Deuxième équation de Maxwell**

Cette équation exprime la loi de Faraday - Lenz sous forme différentielle : toute variation de champ magnétique $\vec{B}$ induit une force électromotrice induite d'où la création d'un champ électrique induit $\vec{E}$.

La force électromotrice d'induction est donnée par : $e = -\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)$

C'est une force électromotrice produite par un champ électrique $\vec{E}$ tel que :

$e = \oint_V \vec{E} . \overrightarrow{dl} = - (\frac{d\Phi}{dt})$ **(III.3)**

Comme : $\Phi = \iint_S \vec{B} . \overrightarrow{ds}.$ **(III.4)**

$e = \oint_V \overrightarrow{E} . \overrightarrow{dl} = - \frac{d}{dt}(\iint_S \vec{B} . \overrightarrow{ds})$ **(III.5)**

Dans le membre de droite, on peut permuter la dérivation par rapport au temps et l'intégration par rapport aux coordonnées spatiales. Si $(\frac{\partial B}{\partial t})$ désigne la dérivée de champ d'induction magnétique par rapport au temps en un point fixe.

D'après le théorème de rotationnel :

La circulation d'un vecteur quelconque $\vec{A}$ le long d'un contour fermé est égale au flux du rotationnel de ce vecteur à travers la surface délimitée par ce dernier :

$\oint \overrightarrow{A} . \overrightarrow{dl}. = \iint (\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{A}) . \overrightarrow{ds}$ **(III.6)**

$e = \oint_V \vec{E} . \overrightarrow{dl} = [\iint_S (\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) \overrightarrow{ds}] = \iint_S (\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{E}) . \overrightarrow{ds}$ **(III.7)**

D'où la relation reliant en régime variable les deux grandeurs électromagnétique $\vec{B}$**:**

$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ **(III.8)**

Deuxième équation de Maxwell.

$\vec{E}$: champ électrique [V/cm]

$\vec{B}$: induction magnétique [T]

- **Troisième équation de Maxwell**

De la deuxième équation de Maxwell :

$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

Formons la divergence de chaque membre de cette équation

$\vec{\nabla} . (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} . (- \frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$ **(III.9)**

En utilisant l'identité $\vec{\nabla} . (\vec{\nabla} \wedge) = 0$ il vient que :

$- \vec{\nabla} . \left(- \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = 0$ **(III.10)**

Soit $\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{B}) = 0$

Donc

$\vec{\nabla}.\vec{B} = f(r)$ **(III.11)**

Si f(r) n'est pas identiquement nulle, cela, impliquera l'existence de charges magnétiques.

Cette idée est incohérente car jusqu'à présent l'existence de charges magnétiques libres n'a jamais été mise en évidence. Donc on pose :

$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ **(III.12)**

C'est la troisième équation de Maxwell.

Elle traduit le fait que le flux de champ magnétique à travers une surface S fermée, est toujours identiquement nul. Autrement dit le flux magnétique est conservé**.**

- **Quatrième équation de Maxwell**

En appliquant le théorème d'Ampère, on à :

$\oint_C \vec{H}.\overrightarrow{dl} = I$ **(III.13)**

Et $\vec{B} = \mu 0.\vec{H}$

$\oint_C \frac{\vec{B}}{\mu 0}\overrightarrow{dl} = I$ **(III.14)**

$I = \oiint_S \vec{J}.\overrightarrow{ds}$ **(III.15)**

D'après le théorème de Stockes :

$\oint_C \frac{\vec{B}}{\mu 0}\overrightarrow{dl} = \iint_S (\overrightarrow{\nabla} \wedge \frac{\overrightarrow{B}}{\mu 0}).\overrightarrow{ds}$ **(III.16)**

il vient que

$\iint_S [(\overrightarrow{\nabla} \wedge \frac{\overrightarrow{B}}{\mu 0}).\overrightarrow{ds}] = \iint_S \vec{J}.\overrightarrow{ds}$ **(III.17)**

Or $\frac{\vec{B}}{\mu 0} = \vec{H}$

$\iint_S (\overrightarrow{\nabla} \wedge \frac{\overrightarrow{B}}{\mu 0}).\overrightarrow{ds} = \iint_S \vec{J}.\overrightarrow{ds}$ **(III.18)**

$\Longrightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}$ **(III.19)**

En présence de courants de déplacement on aura :

$\vec{J} = \overrightarrow{J_C} + \overrightarrow{J_D}$

J_C : densité de courant de conductions

J_D : densité de courant de déplacement

$\overrightarrow{J_D} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

d'où :

$$\iint_S (\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{H}).\overrightarrow{ds} = \iint_S (\overrightarrow{J_C} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}).\overrightarrow{ds} \quad \textbf{(III.20)}$$

$$(\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{H}) = \overrightarrow{J_C} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \textbf{(III.21)}$$

C'est la quatrième équation de MAXWELL.

Le rotationnel de champ magnétique donne naissance à des courants de conduction et de déplacement .cette équation constitue le théorème d'Ampère, elle est dite de Maxwell-Ampère qui est d'une grande importance pour le calcule de champ magnétique.

On peut associer aux quartes équations de Maxwell, l'expression de la force de Lorenz:

$F = q(\vec{E} + (\overrightarrow{V} \wedge \vec{B}))$ **(III.22)**

III.1.2. Forme différentielle (locale) des équations de Maxwell

$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho$ (Maxwell – Gauss)

$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ (Maxwell-Faraday)

$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ (Conservation du flux magnétique)

$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \overrightarrow{J_C} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ (Maxwell-Ampère)

III.1.3. Loi d'Ohm et relation de milieu

Rien dans le système que constituent les équations de Maxwell, ne caractérise le milieu matérielle ou règne le champ magnétique. Il convient donc d'ajouter les relations qui présenteront les propriétés spécifiques du milieu étudié **[20]**.

III.1.3.1. Relations du milieu

- **Milieu diélectrique**

Lorsqu'ils sont plongés dans un champ électrique extérieur, les matériaux diélectriques se polarisent. Il en résulte une densité de flux électrique $\vec{D}$ plus important que dans le vide. La polarisation est créée par des paires de charges négatives/positives qui

s'organisent, à l'intérieure du diélectrique, sous forme de moments dipolaires. La permittivité ε caractérise l'augmentation de la densité de courant électrique :

$$\vec{D} = \varepsilon . \vec{E} \quad \textbf{(III.23)}$$

La permittivité ε est proportionnelle à la permittivité ε_0 dans le vide :

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad \textbf{(III.24)}$$

Dans le vide :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = 8{,}85.10^{-12} = \frac{10^{-19}}{36\pi} \text{ (F/m)}$$

Ou ε_r est la permittivité relative ou la constante diélectrique du matériau .Pour la plupart des matériaux diélectriques, $\varepsilon_r > 1$.

Les matériaux diélectriques sont souvent utilisés en tant que matériaux isolants dans les condensateurs.

- **Milieu magnétique**

$$\vec{B} = \mu . \vec{H} \quad \textbf{(III.25)}$$

Avec μ est la perméabilité magnétique en [H/m].

III.1.3.2. loi d'Ohm

La densité de courant est liée au champ électrique par les relations suivantes:

- **Dans un milieu quelconque**

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} + \vec{J_S} \quad \textbf{(III.26)}$$

- **Dans un milieu en mouvement**

$$\vec{J} = \sigma[\vec{E} + (\vec{V} \wedge \vec{B})] + \vec{J_S} \quad \textbf{(III.27)}$$

Avec :

$\vec{J_S}$: densité de courant de source.

$\vec{V}$: vitesse de déplacement du milieu [m/s].

III.1.4. Conditions aux limites

Généralement, on rencontre quatre types de conditions aux limites **[20]**:

III.1.4.1. Condition de Dirichlet

Elle nous renseigne sur la valeur de l'inconnue sur la frontière du domaine de résolution :

$A=g_0$

avec :

A : fonction inconnue du problème.

g_0 : une constante.

III.1.4.2. Condition de Neumann

C'est une condition qui nous renseigne sur la valeur de la composante normale de l'inconnue sur la limite du domaine étudié.

$$\frac{\partial A}{\partial n}=g_0 \qquad \textbf{(III.28)}$$

III.1.5. Equations électrostatique

On pose $\frac{\partial}{\partial t}=0$

Les équations nécessaires pour résoudre ce problème sont :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \qquad \textbf{(III.29)}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho \qquad \textbf{(III.30)}$$

$$\vec{D} = \varepsilon.\vec{E} \qquad \textbf{(III.31)}$$

L'équation (III.31) implique que $\vec{E}$ dérive d'un potentiel scalaire V.

$$\vec{\nabla}\wedge\vec{E} =0 \Rightarrow \exists V/ \vec{E}= - \nabla \vec{V} \qquad \textbf{(III.32)}$$

$$\Rightarrow \vec{E} = - \vec{\nabla}V$$

et l'équation (III.32) donne :

$$\vec{\nabla}.(\varepsilon.\vec{\nabla}V) = - \rho \qquad \textbf{(III.33)}$$

Pour des matériaux homogènes, on obtient :

$$\Delta V= - \frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{(équation de Poisson)} \qquad \textbf{(III.34)}$$

Si ε est constant, l'équation (III.34) exprimée en deux dimensions devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \textbf{(III.35)}$$

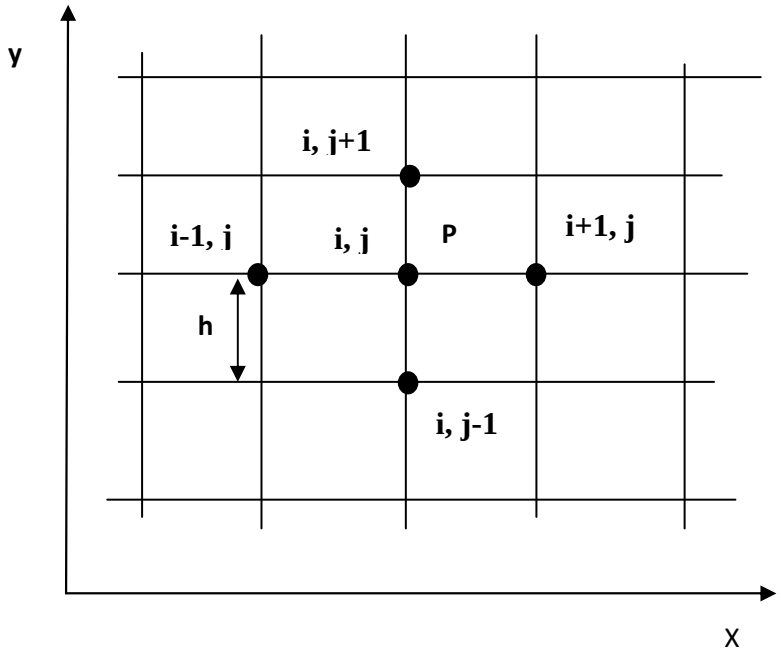
III.2. Méthodes de résolution

III.2.1. Méthode des différences finis

III.2.1.1. Approximation des dérivées

Le principe de la méthode des différences finies consiste à approcher l'operateur différentiel qui est remplacé par une différence de valeurs de la fonction aux points. Cette méthode à son origine liée à l'utilisation du calculateur numérique vers les années 40.

Les dérivées premières ou secondes de l'inconnu (A) au point P sont exprimées en fonction des valeurs de l'inconnue des points voisins.



- $\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - A_{i-1,j}}{2.h}$
- $\left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - A_{i,j-1}}{2.h}$
- $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - 2A_{i,j} + A_{i-1,j}}{h^2}$
- $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - 2A_{i,j} + A_{i,j-1}}{h^2}$

Ainsi le Laplacien discrétisé s'écrit **[21]** :

$$(\Delta A)_{i,j}=\frac{1}{h^2}\left[A_{i+1,j}+A_{i,j+1}-4A_{i,j}+A_{i-1,j}+A_{i,j-1}\right] \quad \textbf{(III.36)}$$

III.2.1.2. Avantages et inconvénients de la méthode des différences finis

La méthode des différences finis présente l'avantage de mise en œuvre simple ; cependant elle est restreinte aux problèmes à géométries régulières et ne permet pas de prendre en compte les non-linéarités**.**

III.2.2. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est introduite en électromagnétisme par M.V.K.Chari et P.P. Sylvester vers 1970.le développement de la méthode permet actuellement de traiter différent types de problèmes couplés : magnétothermique, électriques-magnétique et électromagnétique-mécaniques.

Le principe de la méthode est basé sur une formulation intégrale du problème aux dérivées partielles et de leurs conditions aux limites. Cette formulation peut être de type variationnel ou résidus pondérés, qui est aussi appelée méthode projective.

La formulation projective est plus employée que l'approche variationnelle, elle est dite méthode de Galerkine **[21].**

III.2.2.1. Formulation variationnelle

La formulation variationnelle est en générale construite à partir du principe de l'action Hamiltonienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale.

$I_a = \int_\Omega L \, . \, d\Omega = 0$

$L = W_C - W_P$

Avec :

W_C : énergie cinétique.

W_P : énergie potentielle.

III.2.2.2. Formulation projective

Le principe fondamental de cette méthode est basé sur un théorème applicable dans un espace de Hilbert qui stipule que seul le vecteur nul est perpendiculaire à tous les vecteurs de l'espace.

Soit (f, g) $\in U^2$, l'orthogonalité de f et g se traduit par : $\int_\Omega f.g\,.d\Omega = 0$.

La méthode des résidus pondérés (projective) consiste à rechercher des fonctions U qui satisfont les conditions aux limites et telle que pour toute fonction Φ ayant des conditions de dérivabilité déterminées l'on ait :

$\int_\Omega \Phi.[L(U) - f]\,.d\Omega = 0$

Φ : une base de fonction de projection.

$L(U) - f \equiv \Delta(U) + \mu.J_S$

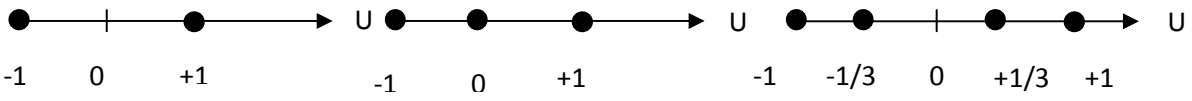
L ( ) : opérateur différentiel**.**

III.2.2.3. Approximation par éléments finis de référence

L'approche de base de la méthode des éléments finis est de subdiviser en un nombre fini de sous-domaines appelés éléments dont on aura préalablement choisi la géométrie.

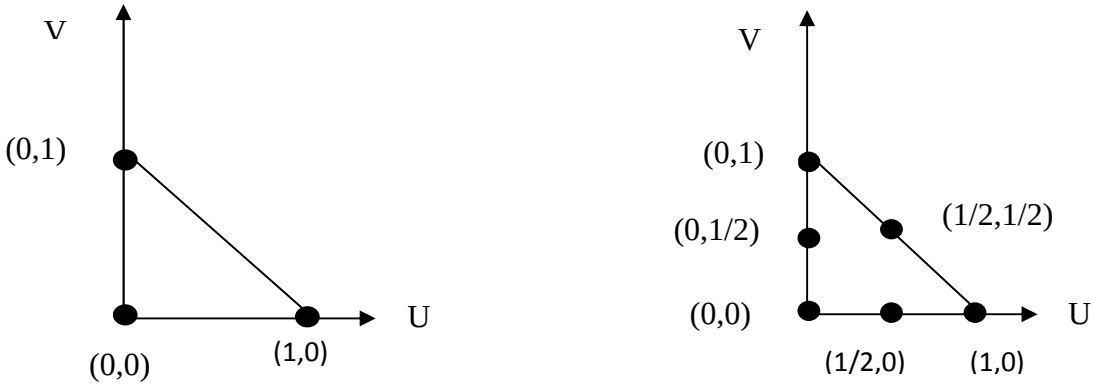
Pour des éléments à une, deux et trois dimensions, les éléments de base sont :

- **Eléments 1D**

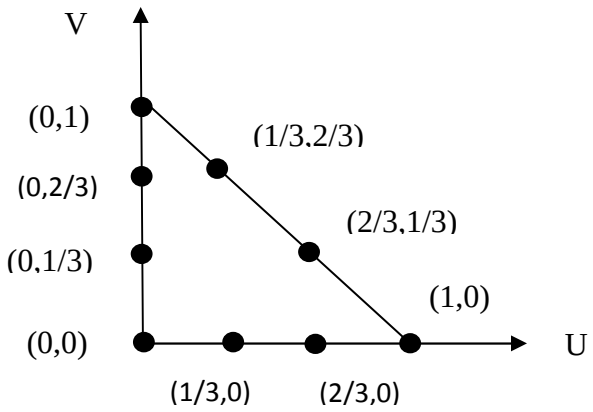


a) linéaire (2noeuds) b) Quadratique (3noeuds) c) Cubique (4noeuds)

- **Eléments 2D**



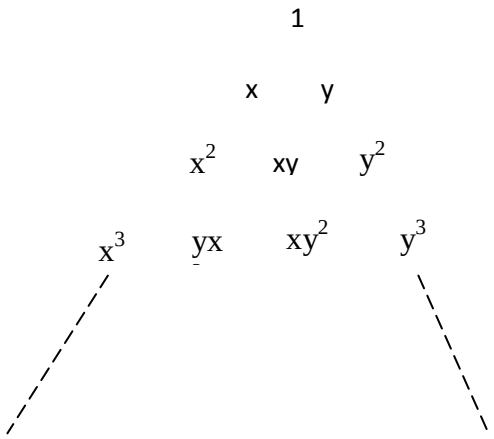
a) Linéaire (3 nœuds) b) Quadratique (6 nœuds)



c) Cubique (9 nœuds)

III.2.2.4. Fonction d'interpolation

Les fonctions d'interpolation sont obtenues à partir du triangle de Pascal, donné ci-dessous :



Triangle de Pascal

Ces fonctions sont construites de telle sorte à obéir à deux principes :

- **Principe de l'état complet**
  - Le nombre de termes de la fonction doit être égal au nombre de nœuds de l'élément.
  - La fonction doit contenir un terme constant.
- **Principe de compatibilité**

Celui-ci est explicité par la continuité de la fonction.

Dans le cas d'un élément triangulaire linéaire, la fonction d'interpolation est donnée par **[21]** :

$U(x, y) = a.x + b.y + c$

III.2.2.5. Avantages et inconvenants de la méthode des éléments finis

- **Avantages**
  - Adaptation aux géométriques complexes.
  - Prise en compte des non linéarités.
  - Temps de calcule relativement avantageux.

- **Inconvénients**
  - Mise en œuvre relativement difficile.
  - Prise en considération des domaines infinis.
  - Présence de singularités dans le domaine d'étude.

Conclusion

Dans cette partie de travail, on s'est intéressée en particulier aux équations de Maxwell et à la présentation des méthodes numériques de résolution des équations électromagnétiques en se basant sur la méthode des éléments finis.

Chapitre IV
Applications et résultats

Introduction

Les câbles souterrains sont de plus en plus utilisés dans le transport de l'énergie électrique, d'où la nécessité de bien les calculer pour assurer la continuité d'alimentation en énergie électrique et la fiabilité du réseau.

Dans le présent travail, on s'intéresse à l'influence d'un défaut d'isolation, constitué d'une vacuole d'air, sur la tenue diélectrique de l'isolant solide d'un câble souterrain.

Le problème Elément Finis est étudié sous le logiciel FEMM (Finite Element Method Magnetics) appliqué sur MATLAB.

IV.1. Application 1

Les isolants habituellement utilisés en électrotechnique ne sont jamais parfaitement homogènes. Il existe dans le matériau des cavités de formes et de dimensions diverses, contenant des gaz. La permittivité du gaz de la cavité est en général, plus petite que celle du matériau diélectrique qui l'entoure. Par conséquent, pour un champ électrique E donné dans le matériau, le champ Ec dans la cavité sera plus élevé.

On considère une plaque **[22]** d'un diélectrique d'épaisseur d = 10 mm, à l'intérieur de laquelle se trouve une cavité en forme de disque plat de hauteur d1 = 0.1 mm et d'aire A. Tension sur la plaque : 20 kV (figure IV.1).

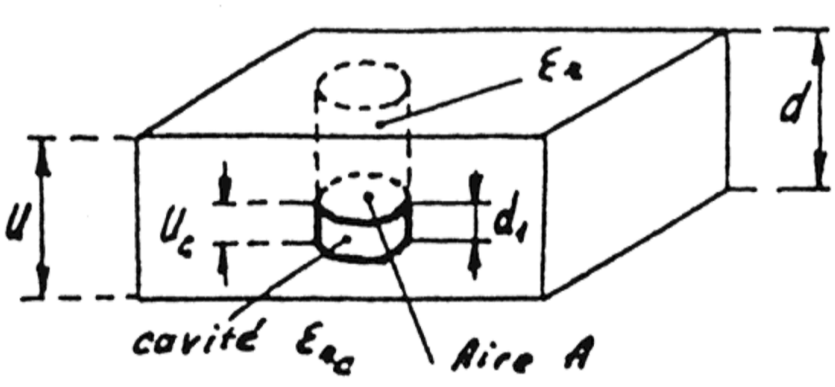


Figure IV.1. Cavité idéale en forme de disque plat dans un diélectrique

On a la formule de la tension aux bornes de la cavité gazeuse donnée comme suit :

$$Uc = \left(\frac{U}{1+\frac{1}{\varepsilon r}\left(\frac{d-d1}{d1}\right)} \right) \quad \textbf{(IV.1)}$$

Pour différentes valeurs de la permittivité (ε_r), on calcule la valeur de la tension U_C correspondante par la formule IV.1 précédente. Les résultats de cet essai sont représentés sur la figure IV.3.

Le modèle éléments finis considéré est tel que représenté sur la figure IV.2 suivante. On y représente aussi les conditions aux limites associées au problème.

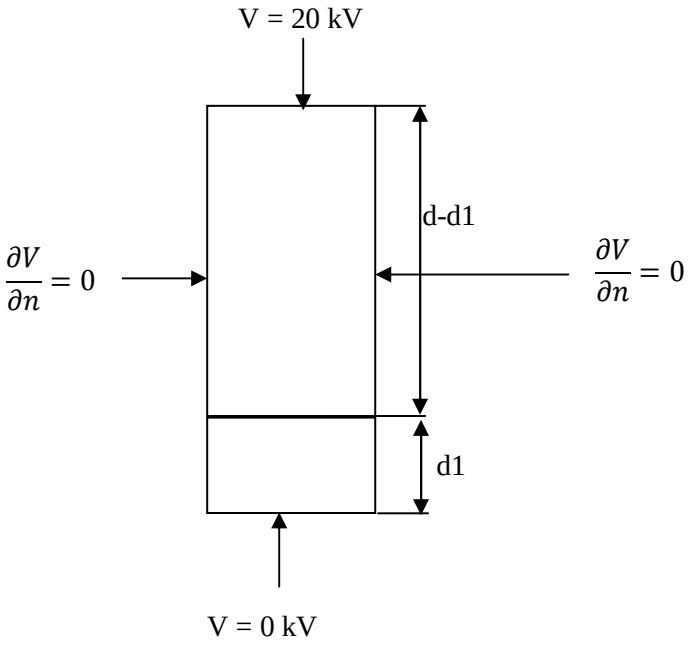


Figure IV.2. Modèle d'une vacuole cylindrique avec conditions aux limites associées.

La figure IV.3 donne une confrontation entre les résultats obtenus en terme du champ électrique à l'intérieur de la cavité d'air, en utilisant le modèle analytique (Expression, IV.1) et la solution numérique (Eléments finis).

Une bonne concordance des résultats peut être relevée. Ce qui nous permet de conclure à la validité du programme Eléments Finis mis en œuvre.

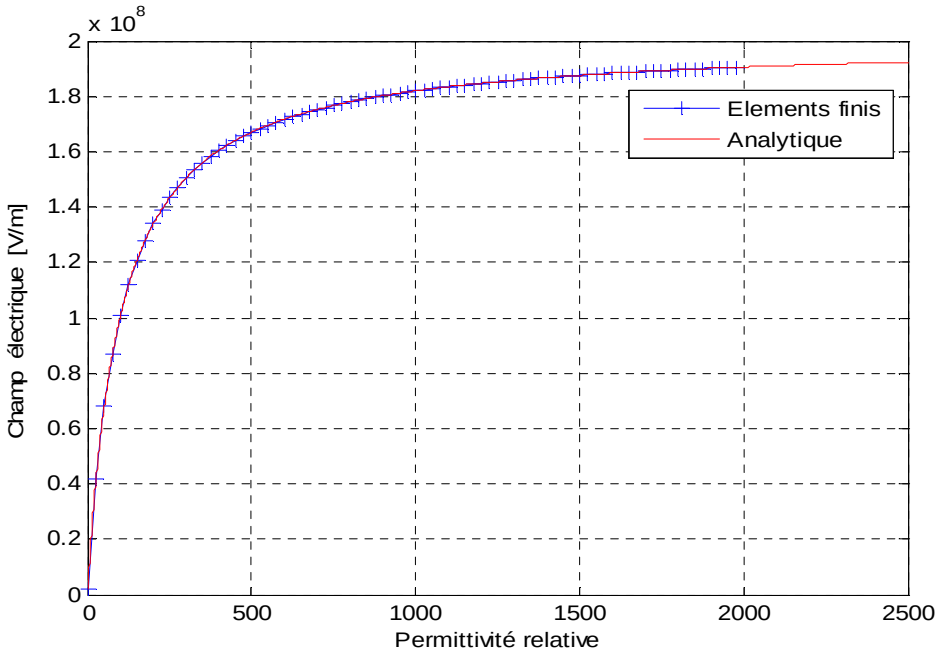


Figure IV.3. Variation du champ électrique en fonction de la permittivité relative.

IV.2. Application 2

Dans la présente application, on considère l'isolation d'un câble sous-terrain d'énergie avec vacuole d'air à l'intérieur **[16,23]**.

IV.2.1. Caractéristiques physiques et géométriques

On considère un diélectrique (PRC, ε_r = 2.3) qui a une largeur de 10 mm et une hauteur de 5 mm, contenant une vacuole d'air ($\varepsilon_0 = 8{,}85.10^{-12}$ F/m) de largeur et épaisseur de 1 mm chacune. Le modèle géométrique ainsi que les conditions aux limites associées sont représentés sur la figure IV.4.

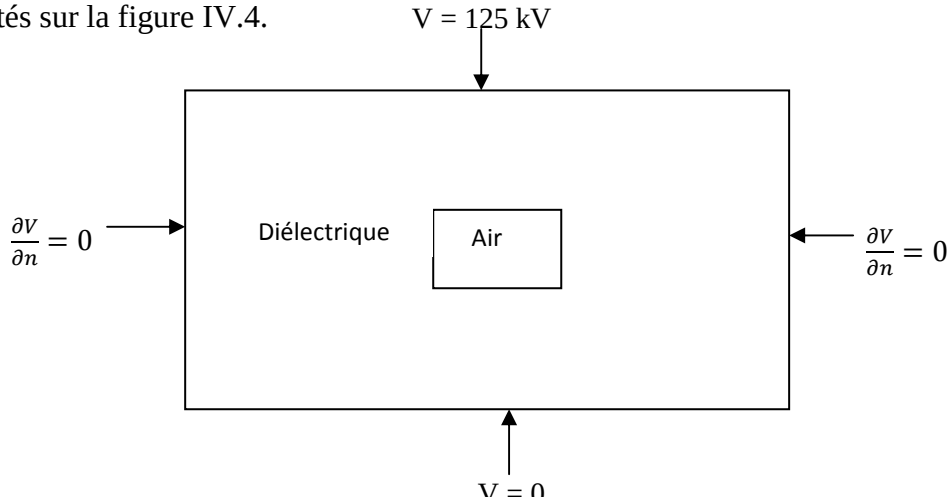


Figure IV.4. Modèle géométrique et conditions aux limites associées d'un câble souterrain avec vacuole.

- **Maillage du domaine d'étude**

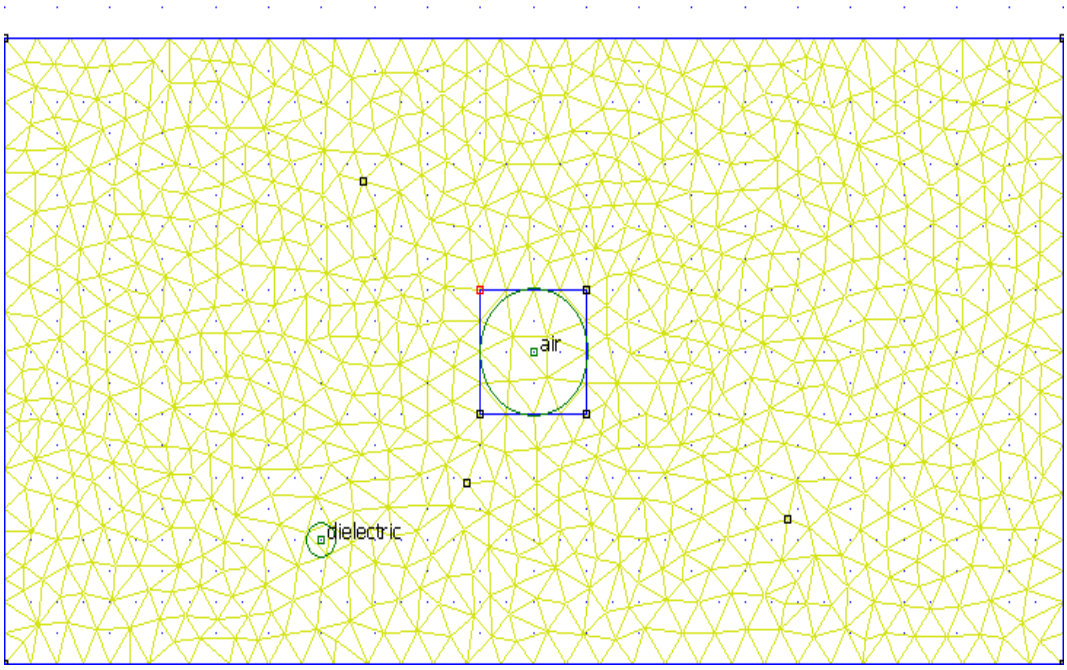


Figure IV.5. Maillage du domaine d'étude avec 1606 éléments triangulaires et 859 nœuds.

IV.3. Etude de quelques phénomènes dans l'isolant

IV.3.1. Répartition du potentiel à l'intérieur du câble souterrain

IV.3.1.1. Absence d'une vacuole à l'intérieur du câble

La figure IV.6 représente la répartition du potentiel électrique dans le diélectrique solide, en l'absence de la vacuole.

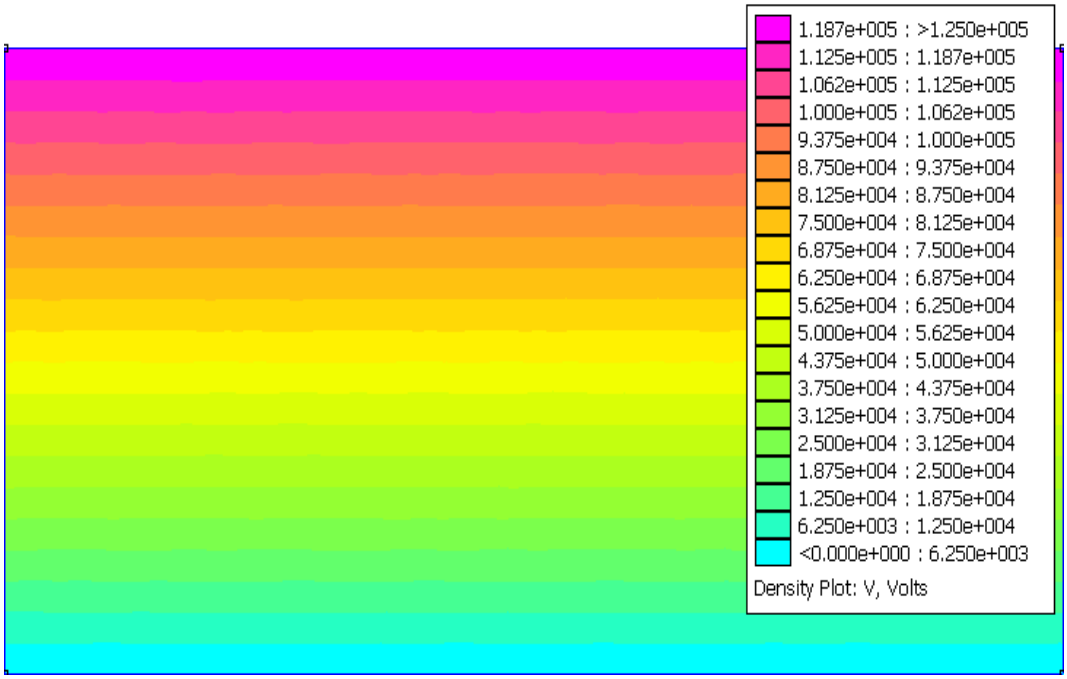


Figure IV.6. Répartition du potentiel à l'intérieur de l'isolant en l'absence de la vacuole

IV.3.1.2. Présence d'une vacuole à l'intérieur du câble

En présence de la vacuole, la répartition du potentiel à l'intérieur de l'isolant est comme représentée sur la figure IV.7 suivante. On remarque une nette altération des équipotentielles au voisinage de la vacuole.

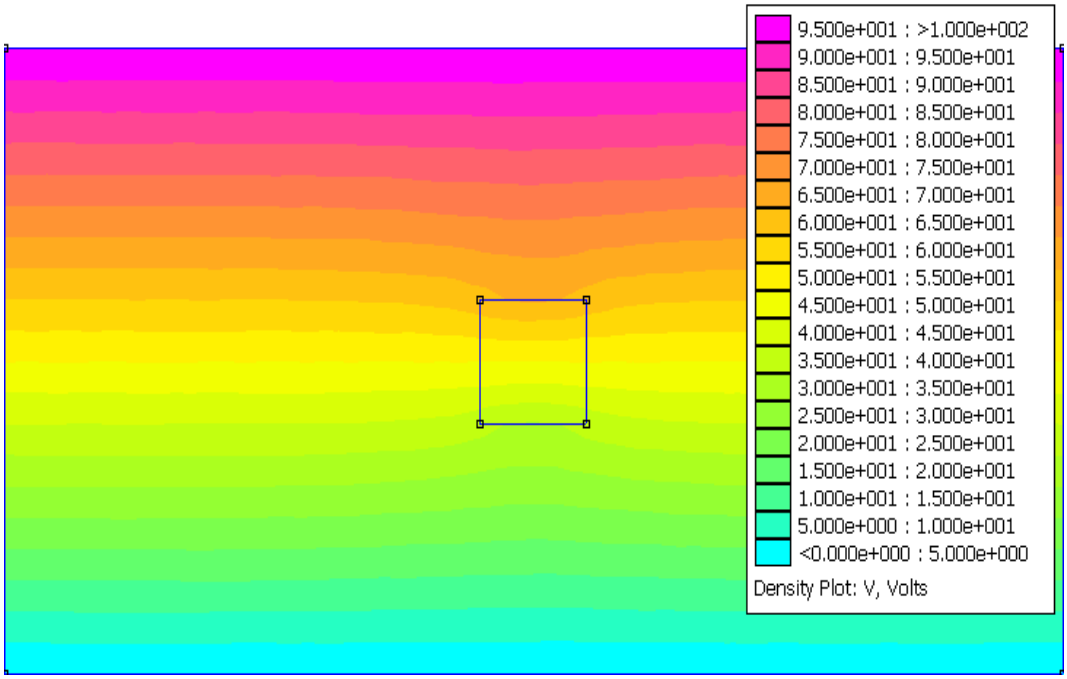


Figure IV.7. Répartition du potentiel dans l'isolant en présence de la vacuole.

IV.3.1.3. Variation du champ en fonction de la tension appliquée

Nous étudions l'effet de la tension appliquée au câble électrique sur la variation du champ moyen à l'intérieur de la vacuole pour une position fixe de cette dernière. Le résultat est représenté sur la figure IV.8.

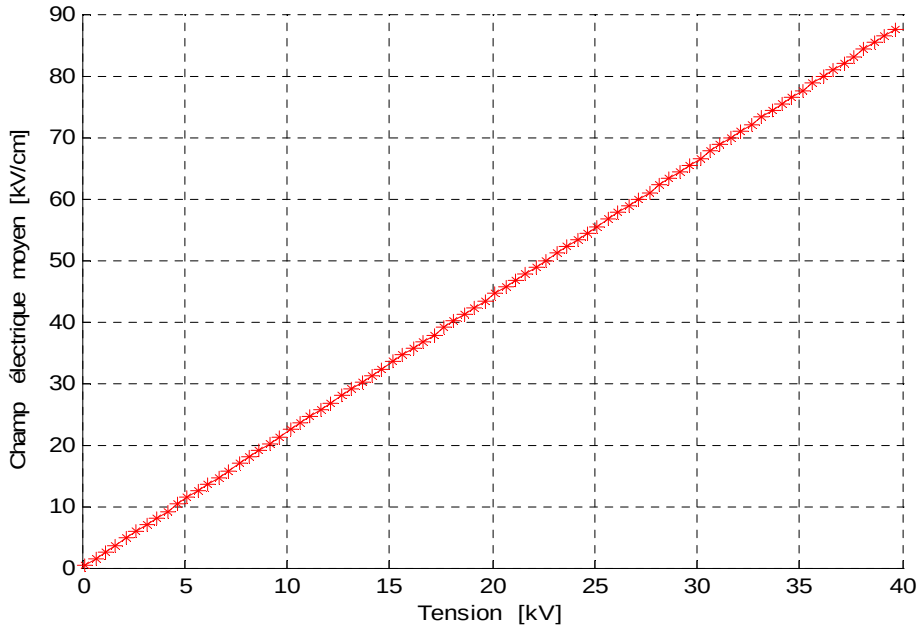


Figure IV.8. Variation du champ moyen en fonction de la tension appliquée pour une position fixe de la vacuole.

A partir de la figure IV.8, on remarque une linéarité entre la tension appliquée au câble et le champ moyen recueilli à l'intérieur de la vacuole d'air, donc il y a une relation de proportionnalité entre ces deux grandeurs. Le champ moyen atteint la valeur du champ disruptif de l'air à partir d'une valeur de tension appliquée proche de 14 kV. Donc, à partir de cette valeur, on est sûr d'avoir une initiation de décharges partielle à l'intérieur de la vacuole et donc par suite, une détérioration du câble.

IV.3.1.4. Variation du champ en fonction de la position de la vacuole à l'intérieur du câble

Dans cette partie de travail, le matériau isolant utilisé est le papier imprégné de matière visqueuse ($\varepsilon_r = 4$) qui a une largeur de 5 mm et une hauteur de 7 mm, contenant une vacuole d'air ($\varepsilon_0 = 8{,}85.10^{-12}$ F /m) de largeur et épaisseur de 1mm chacune. Le modèle géométrique ainsi que les conditions aux limites associées sont représentés sur la figure IV.9 **[8]**.

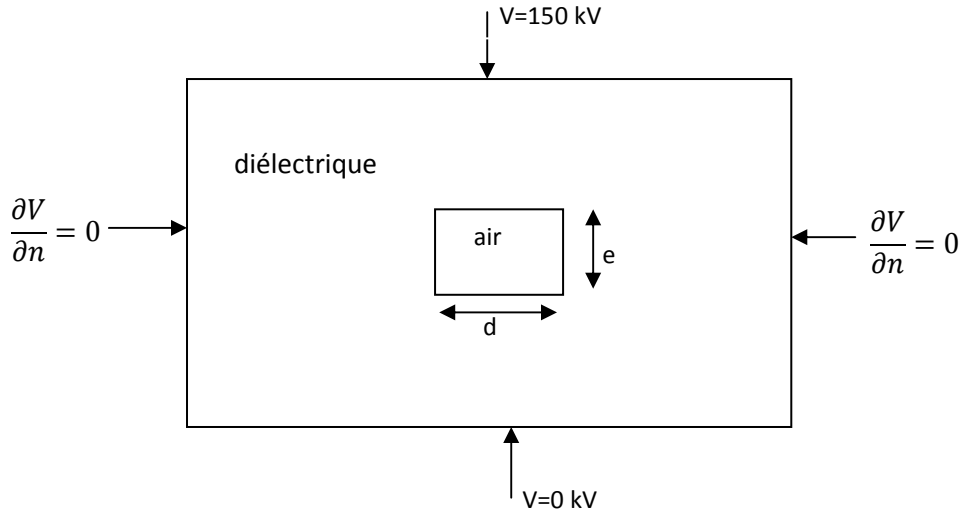


Figure IV.9. Modèle d'un câble souterrain avec vacuole au milieu et ses conditions aux limites.

On fixe la tension appliquée au câble (150 kV) et on fait varier verticalement (de bas en haut) la position de la vacuole à l'intérieur de celui-ci et on récupère le champ moyen. Le résultat est tel que représenté sur la figure IV.10.

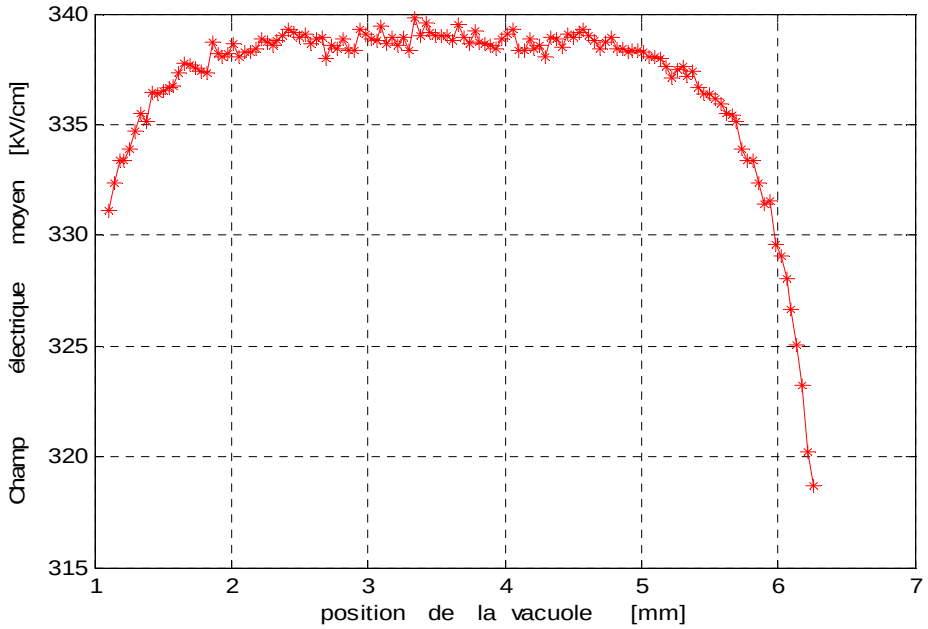


Figure IV.10. Variation du champ moyen en fonction de la position de la vacuole.

La figure IV.10 montre la variation du champ moyen dans la vacuole pour différentes positions de cette dernière. On remarque que le champ atteint presque dix fois la valeur du champ disruptif donc un claquage est sûr. Cette valeur demeure sensiblement constante.

Cependant, on enregistre une diminution notable, lorsque la vacuole est située à l'extrémité interne de l'isolant.

IV.3.2. Influence des dimensions de la vacuole

- **Influence de l'épaisseur de la vacuole**

Dans cette application **[23]**, nous avons gardé la largeur d constante et fait varier l'épaisseur e de la vacuole. Les résultats obtenus sont donnés sur la figure IV.11.

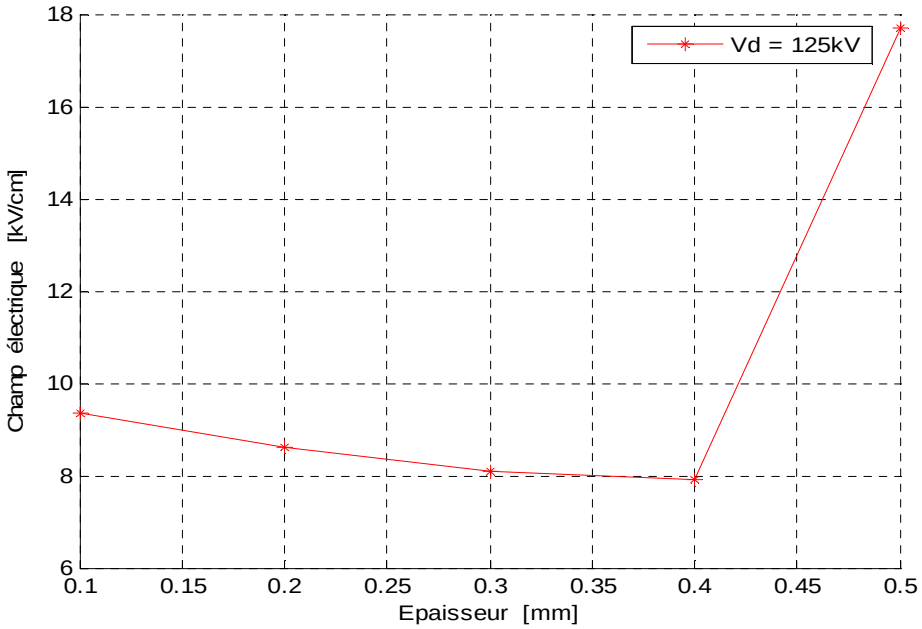


Figure IV.11. Variation de l'intensité de champ électrique en fonction de l'épaisseur de la vacuole

D'après les figures IV.11, le champ à l'intérieur de la vacuole diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la vacuole jusqu'à une valeur de e=0.4 mm ou il devient proportionnel à cette épaisseur.

- **Influence de la largeur de la vacuole**

Dans cette application nous avons gardé l'épaisseur e constante et fait varier la largeur d de la vacuole; le résultat de cette application est représenté sur la figure IV.12.

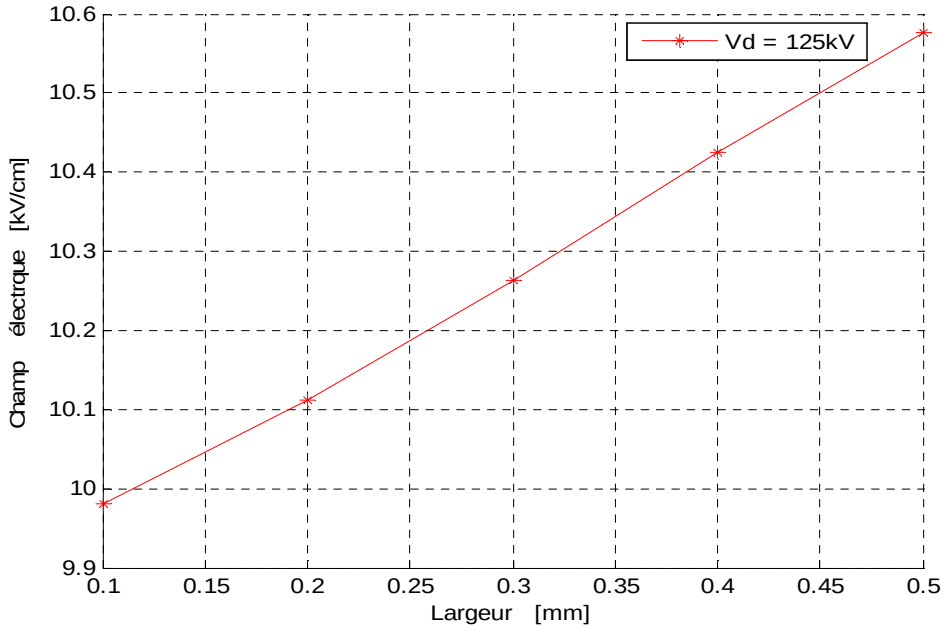


Figure IV.12. Variation de l'intensité de champ électrique en fonction de la largeur d de la vacuole

On remarque que l'augmentation de la largeur de la vacuole conduit à une augmentation du champ électrique. La variation du champ en fonction des dimensions de la vacuole est plus significative dans le cas d'une variation de l'épaisseur que dans le cas d'une variation de la largeur, où le champ est proportionnel à la tension appliquée contrairement à la variation de l'épaisseur ou le champ devient proportionnel a la tension à partir de la valeur de e = 0,4 mm.

IV.4. Application 3

Dans la présente application, on s'intéresse à l'élaboration d'un modèle électrique d'un diélectrique qui a une largeur de 10 mm et une hauteur de 5mm, en présence d'une vacuole d'air de forme cylindrique d'une largeur de 2 mm et une épaisseur de 1 mm **[16,23]**. Le modèle géométrique est représenté sur la figure IV.13.

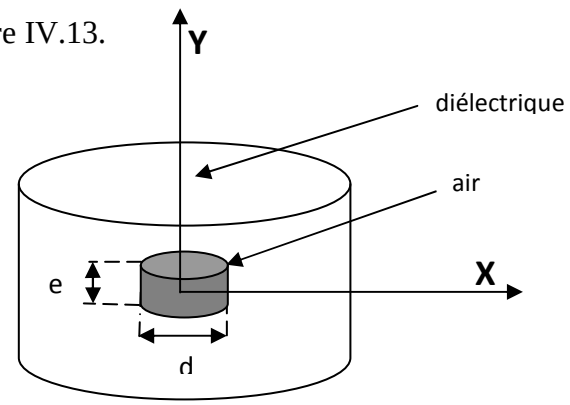


Figure IV.13. Modèle géométrique d'un câble souterrain avec vacuole au milieu.

Par raison de symétrie axiale, l'étude se fera sur la moitié du modèle (Figure IV.14).

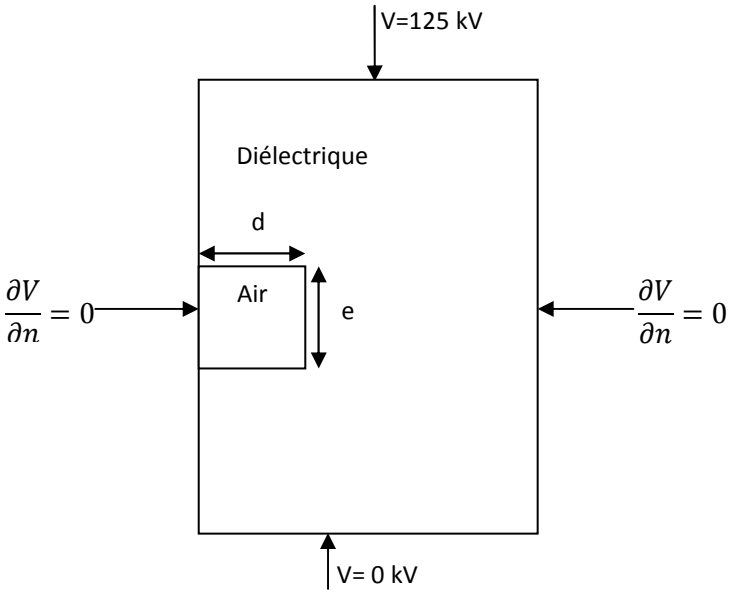


Figure IV.14. Modèle d'un câble souterrain avec vacuole au milieu et ses conditions aux limites associées.

- **Maillage du domaine d'étude**

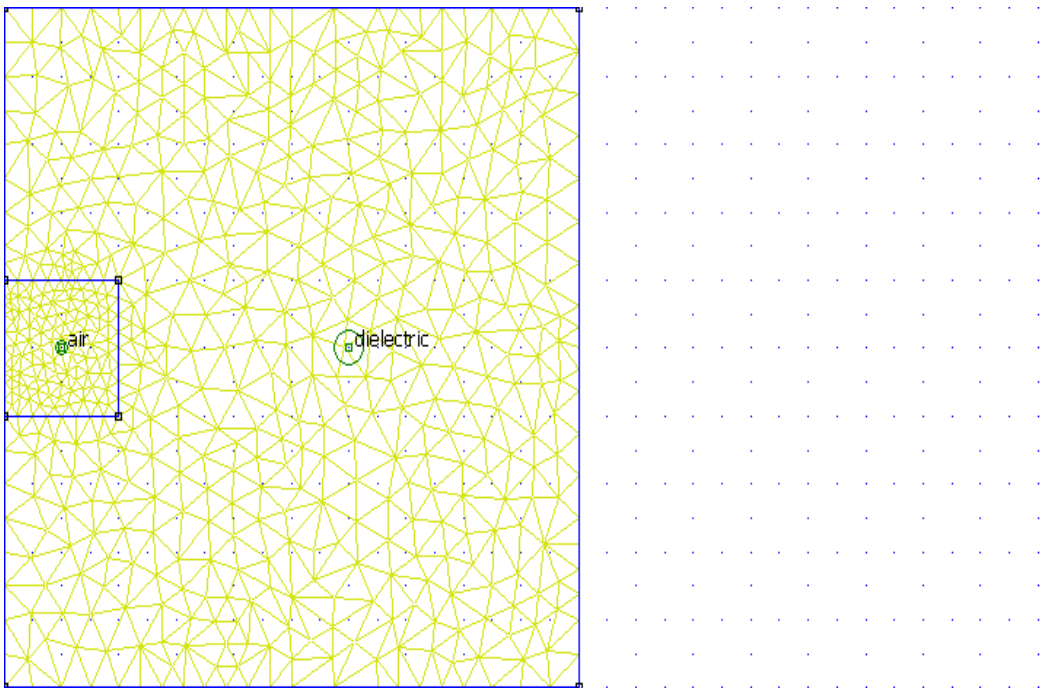


Figure IV.15. Maillage du domaine d'étude avec 1083 éléments triangulaires et 588 nœuds.

- **Schéma électrique équivalent**

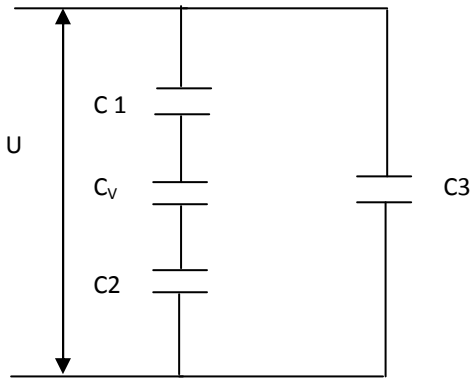


Figure IV.16. Schéma électrique équivalent

- **Validation du circuit électrique équivalent**

La figure IV.17 donne une comparaison en termes d'énergie électrostatique emmagasinée dans le système réel (diélectrique + vacuole) et le système homogénéisé. Une bonne concordance des résultats avec un écart maximal de 3% peut être notée (figure IV.18). Ce qui nous permet de conclure la validité du circuit électrique équivalent.

L'énergie électrostatique est déterminée en exploitant l'expression suivante :

$$W = \frac{1}{2} \iiint_V \varepsilon \,.\, \mathrm{E}^2 \, \mathrm{dv} \qquad \textbf{(IV.2)}$$

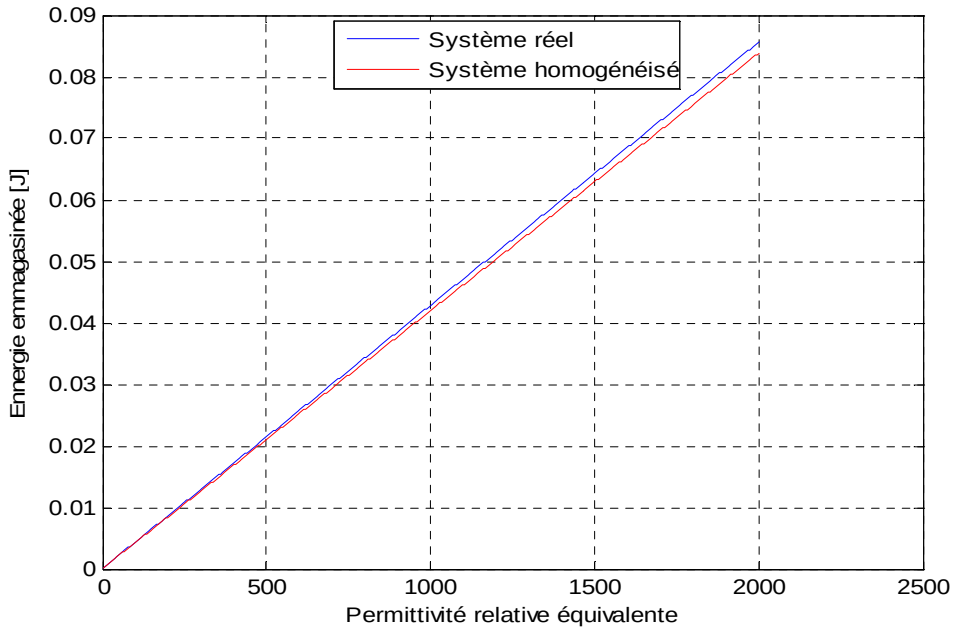


Figure IV.17. Variation de l'énergie emmagasinée en fonction de la permittivité relative équivalente.

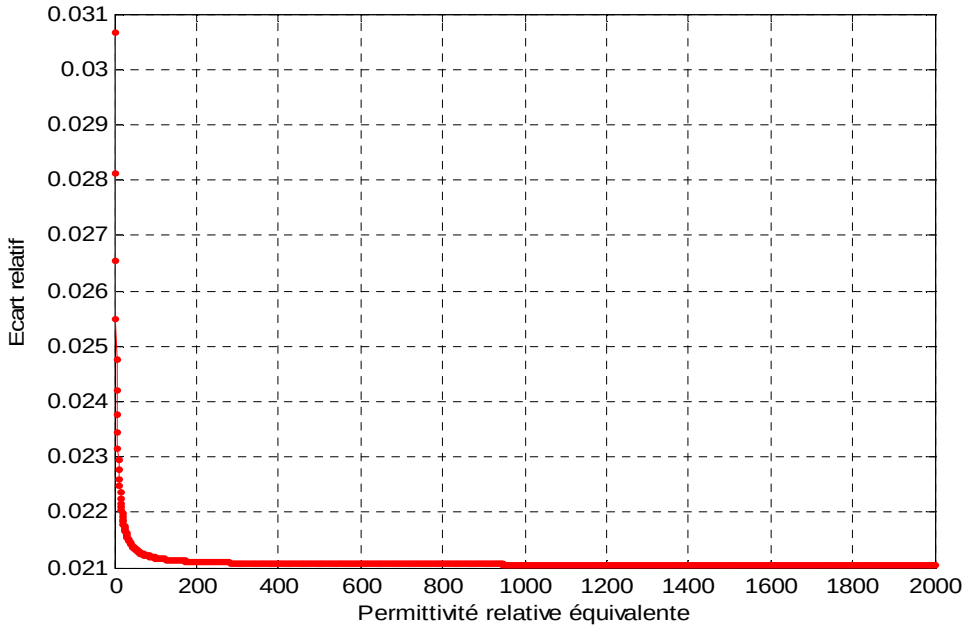


Figure IV.18. Ecart relatif d'énergie en fonction de la permittivité relative équivalente.

IV.4.1. Variation de la permittivité

Dans cette partie de travail **[23]**, on s'intéressera au calcul de la permittivité équivalente de tout le système (diélectrique + vacuole) en donnant des valeurs à la permittivité relative du diélectrique, ainsi que l'écart entre la permittivité relative équivalente et la permittivité relative de l'isolant solide en fonction de la permittivité relative de l'isolant solide, (U=125 kV).

La permittivité du système (diélectrique + vacuole) est obtenue en exploitant la formule IV.3.

$$\varepsilon = c.\frac{d}{s} \qquad \textbf{(IV.3)}$$

avec :

$\varepsilon = \varepsilon_0 . \varepsilon_r$

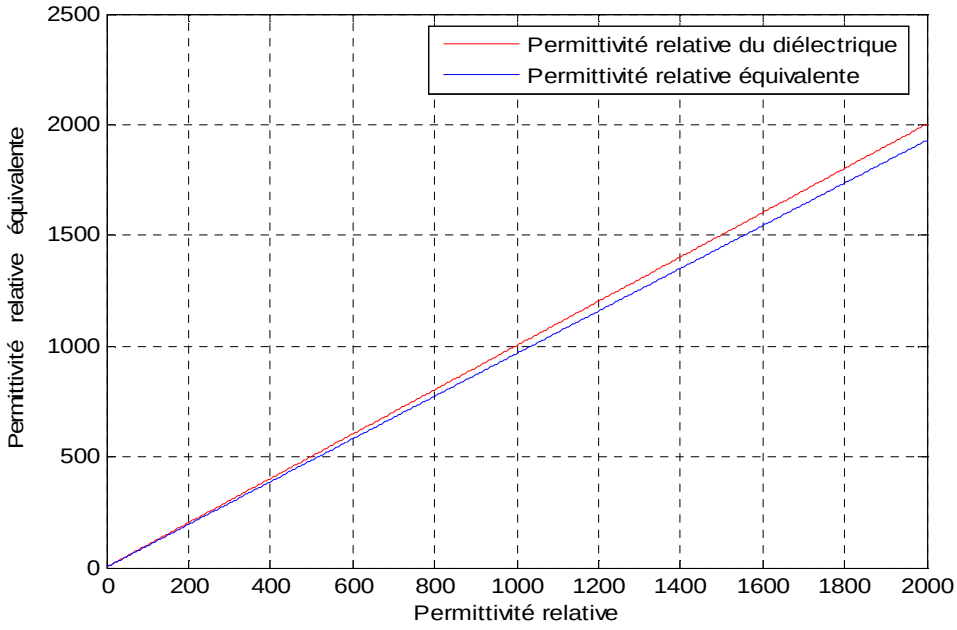


Figure IV.19. Variation de la permittivité relative équivalente en fonction de la permittivité relative du solide

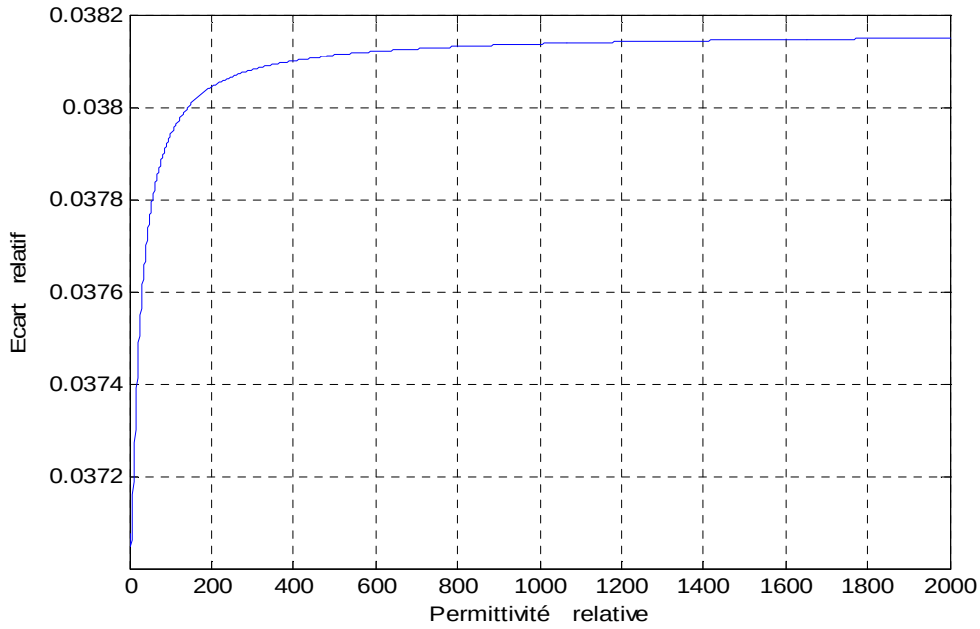


Figure IV.20. Ecart relatif de permittivités en fonction de la permittivité relative du solide.

Les figures IV.19 et IV.20 représentent respectivement la variation de la permittivité relative équivalente en fonction de la permittivité relative ainsi que l'écart entre la permittivité relative équivalente et la permittivité relative de l'isolant solide en fonction de la permittivité relative de l'isolant solide. On remarque que l'écart maximal est environ de 4%.

IV.4.2. Variation de la tension

On fixe la permittivité relative du diélectrique à 4 et on calcule les valeurs de la permittivité relative équivalente de tous le système (diélectrique + vacuole) en faisant varier la tension appliquée jusqu'à la tension de service (125 kV).

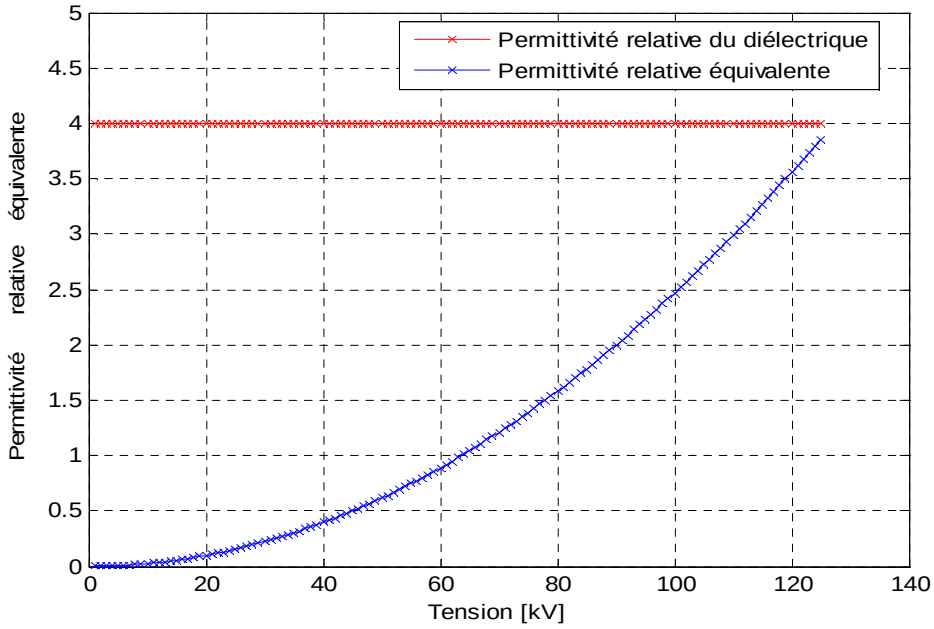


Figure IV.21. Variation de la permittivité relative équivalente en fonction de la tension appliquée.

On remarque que la permittivité relative équivalente augmente avec l'augmentation de la tension appliquée au diélectrique.

IV.4.3. Variation de l'énergie emmagasinée

IV.4.3.1. Influence de la permittivité

Dans cette partie de travail, on s'intéressera au calcul de l'énergie emmagasinée dans tout le système (diélectrique + vacuole) en fonction la permittivité relative du diélectrique tout en maintenant la tension appliquée égale à la tension de service 125 kV.

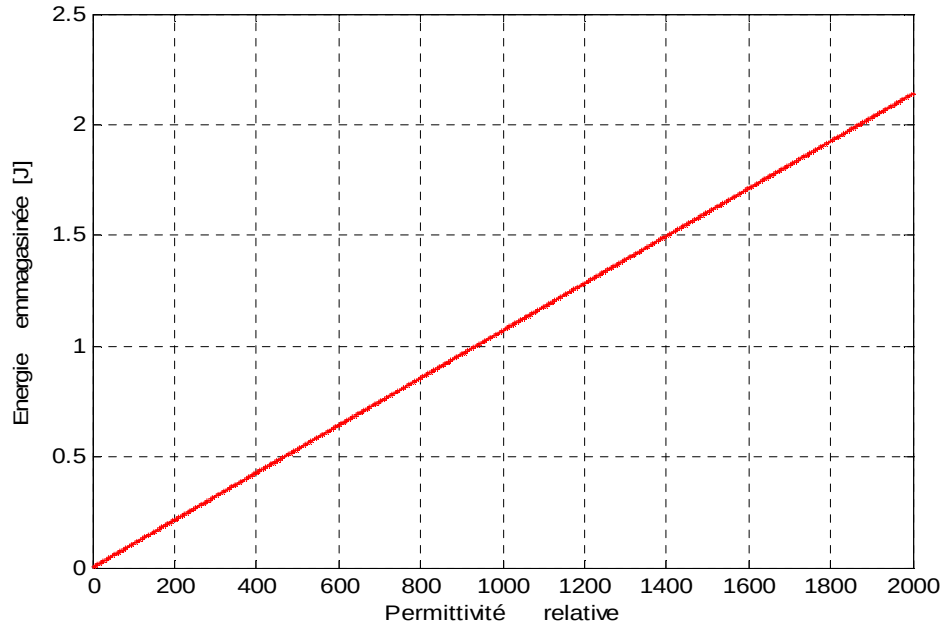


Figure IV.22. Variation de l'énergie électrique emmagasinée à l'intérieur du câble en fonction de la permittivité relative.

On remarque que l'énergie emmagasinée à l'intérieur de la vacuole est proportionnelle à la permittivité relative du diélectrique solide.

IV.4.3.2. Influence de la tension

On fixe la permittivité relative du diélectrique à 4 et on calcule les valeurs de l'énergie emmagasinée en fonction de la tension.

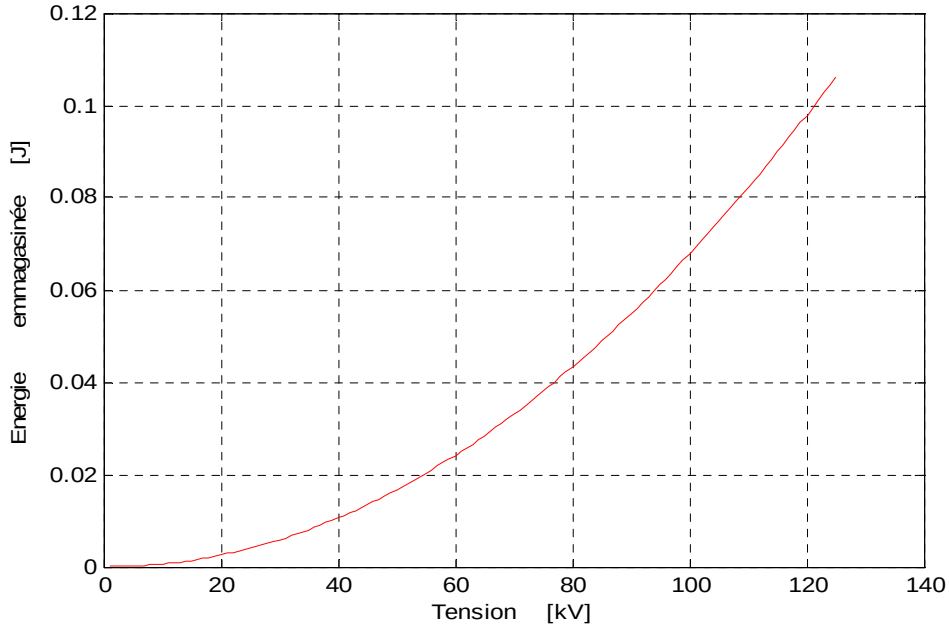


Figure IV.23. Variation de l'énergie électrique emmagasinée à l'intérieur de l'isolant en fonction de la tension.

On remarque que l'énergie emmagasinée à l'intérieur de la vacuole augmente avec la tension appliquée à l'isolant solide.

IV.4.4. Variation de la capacité équivalente

La capacité du système s'obtient en exploitant la formule IV.4.

$$W = \frac{1}{2} C . V^2 \qquad \textbf{(IV.4)}$$

IV.4.4.1. Influence de la permittivité

Dans cette partie, on s'intéresse à la variation de la capacité totale du système étudiée en fonction de sa permittivité relative équivalente pour une tension fixée à la tension de service 125 kV **[23]**.

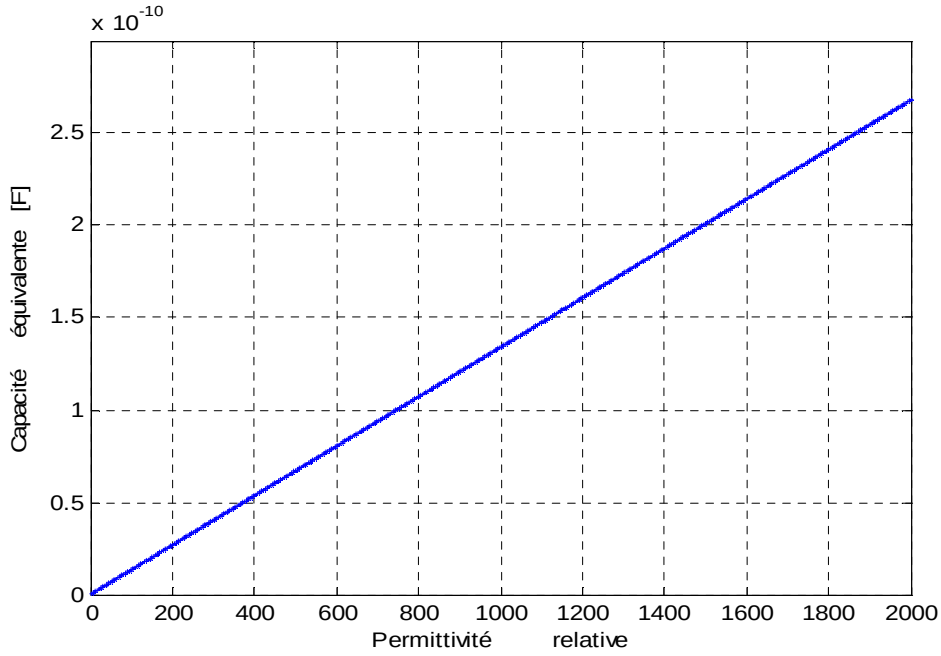


Figure IV.24. Variation de la capacité équivalente système (isolant + vacuole) en fonction de la permittivité relative de l'isolant solide.

On remarque que la capacité équivalente du système (isolant + vacuole) varie proportionnellement à la permittivité relative équivalente.

IV.4.4.2. Influence de la tension

On fixe la permittivité relative du diélectrique à 4 et on calcule les valeurs de la capacité équivalente du système en fonction de la tension.

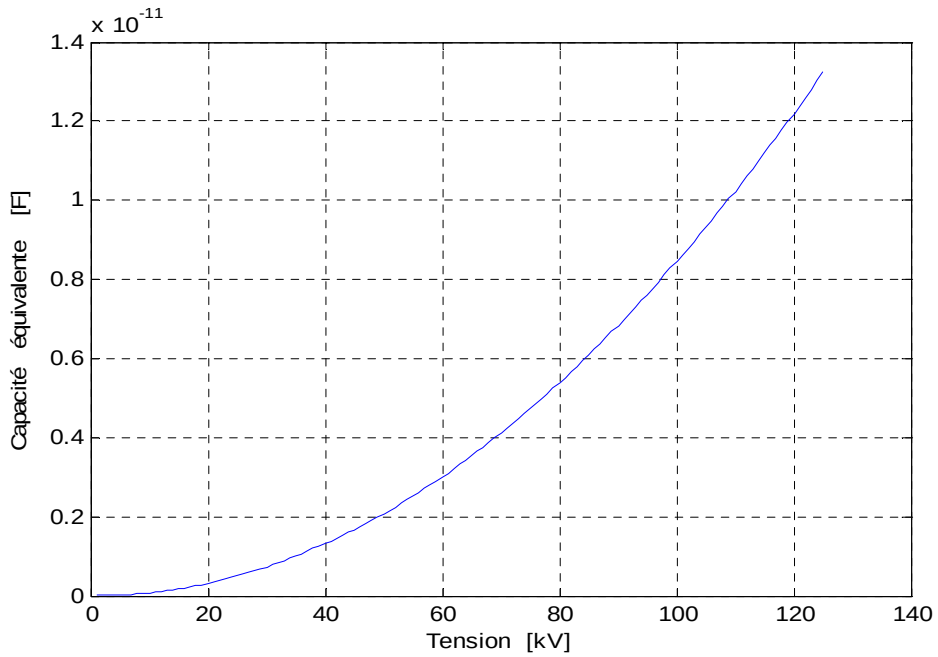


Figure IV.25. Variation de la capacité équivalente du système (isolant + vacuole) en fonction de la tension appliquée.

L'augmentation de la tension appliquée au système (isolant + vacuole) implique une augmentation de la capacité de ce dernier.

IV.4.5. Influence de la vacuole sur l'énergie emmagasinée

Dans la présente application, on fait une comparaison de l'énergie emmagasinée a l'intérieur du système (isolant+vacuole) et isolant pur. La figure IV.26 montre une énergie emmagasinée plus importante en présence de la vacuole d'air.

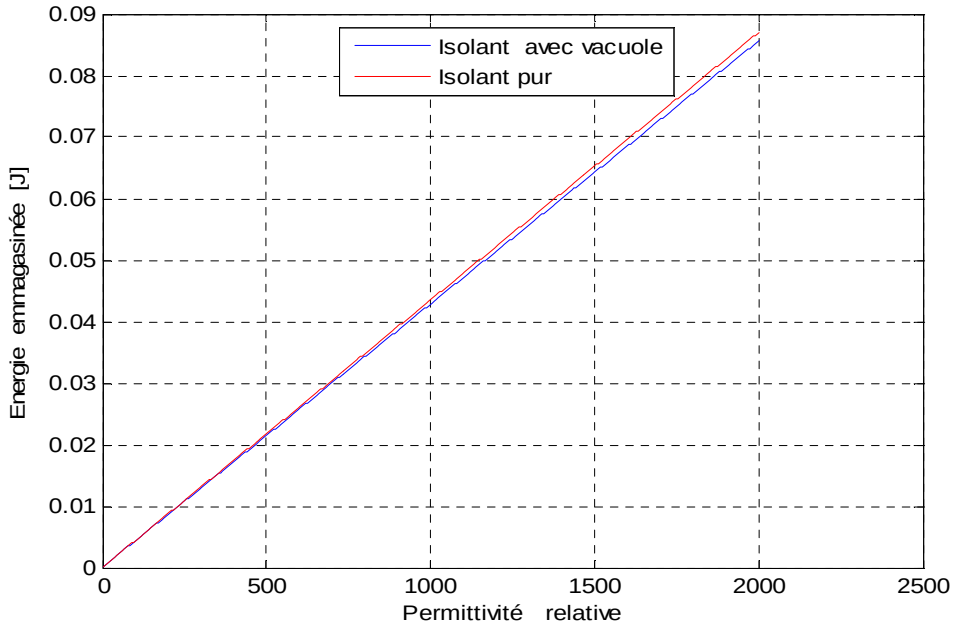


Figure IV.26. Influence de la vacuole sur l'énergie emmagasinée

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire s'insère dans l'étude de la génération de la décharge à l'intérieur d'une vacuole dans un câble de transport d'énergie. Après un petit aperçu sur les câbles souterrains, on a présenté les différents mécanismes et phénomènes de claquage des isolants solides, ainsi que quelques notions d'électromagnétisme.

La courbe donnant l'évolution du champ électrique en fonction de la position de la vacuole, présente des pics allants jusqu'à 10 fois la valeur du champ disruptif. Cependant on enregistre une diminution notable de cette valeur lorsque la vacuole se situe à l'extrémité interne de l'isolant.

L'augmentation des dimensions de la vacuole d'air ainsi que la valeur de la permittivité relative du diélectrique est défavorable aux performances de l'isolation du câble. En effet, on enregistre des claquages dans la vacuole pour des tensions d'autant petites que la permittivité de l'isolant solide et ou le volume de la vacuole sont importants.

L'étude de la permittivité équivalente du système isolant en présence de la vacuole montre que celle-ci est inférieure à celle du système isolant pur, contrairement a l'énergie emmagasinée qui est plus importante en présence de la vacuole.

[1] H. Ney et N. Morel, « Electrotechnique et Normalisation, Installation Electriques », Edition Nathan/VUEF, 2001.

[2] F. Milsant, « Electrotechnique, Machines électriques », Editions Berti, Alger 1993.

[3] D. F Warne, «Génie électrique », Edition DUNOD, Paris, 2007.

[4] M. Saibi, K.Fernane, « Influence du mode de pose et de l'écartement entre Câbles sur la capacité de transport. Application à une ligne de 63 kV », Mémoire Diplôme d'Etude Universitaires Appliquées (DEUA) en Electrotechnique, Université de Tizi-Ouzou 1996.

[5] http://www.be/fr/2Notions.

[6] E. Aubert, « Diagnostic optique du vieillissement électrique des résines époxydes sous faible champ électrique », Thèse de Doctorat Génie électrique, délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2008.

[7] M. Nedjar**,** « Evaluation de la tenue diélectrique à court et à long termes des polymères utilisés dans les dispositifs haute tension », Thèse de Doctorat d'Etat en Sciences Physique, Tizi-Ouzou, 2003.

[8] M. Pays, « Câbles de transport d'énergie», Techniques de l'ingénieur, Traité de Génie électrique, D4521.

[9] A. Van den Bossche, L'isolation électrique, Revue E, 116ème année, n°1, pp24-34, 2000.

[10] N. Zebouchi, M. Bendaoud, R. Essolbi, D. Malec, Bui Ai and Hoang The Giam «Electrical breakdown theories applied to polyethylene terephtalate films under the combined effects of pressure and temperature », Journal of Applied Physics, vol.79,pp.2497-2501, 1996.

[11] C. Zener « A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics », Proceedings of the Royal Society of London. Series A, vol. 145, n°855, pp.523-529, 1934.

[12] S.W. Rowe « Electrical Ageing of Composites: An Industrial Perspective », Proceedings International Conference on Solid Dielectrics, pp.401-406, 2007.

[13] L.A. Dissado « Understanding electrical trees in solids: from experiment to theory », IEEE Transactions on Dielectrics Electrical Insulation, vol. 9, pp.483-497, 2002.

[14] S.S. Bamji and A.T. Bulinski « Spatial and spectral resolution of electroluminescence in XLPE , Proceedings IEEE International conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp.15-18, 1999.

[15] G.C. Garton, « The energy of discharges and their interaction with solid dielectrics », Gas discharges and the electricity supply industry, Butterworths, 1962, pp. 412-419.

[16] G.A. Alexey.EV, I.M.Bortnik, V.N.Varivodov, S.G.Trubatchev, «Endurance des isolations moulées en résine époxyde, soumises à des décharges partielles » ; Revue

(URSS)

[17] Y. Lagmich, « Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement », Thèse de Doctorat, Génie électrique, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2007.

[18] C. Potvin, « Comportement et effet de la charge d'espace sur le mécanisme des vibrations induites par effet de couronne », Mémoire d'Exigence partielle de la maitrise en ingénierie, Université du Québec à Chicoutimi, Mars 2000.

[19] L. A. Dissado, G. Mazzanti and G. C. Montanari « The role of trapped space charges in the electrical aging of insulating materials », IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4, pp.496-506, 1997.

[20] H. Mohellebi, « Modèle Analytico-Numérique de calcul des courants de Foucault dans des Dispositifs Axisymétriques », Mémoire de Magister, 1996, Université de Tizi-Ouzou.

[21] A. Diche, « Développement de modèles de transformations pour l'étude des capteurs à courant de Foucault », Mémoire de Magister, 2003, U.MM.TO.

[22] J-F. Affolter, « Haute Tension », Edition Yverdon-les-Bains, octobre 2000.

[23] F. Rahem et H. Hamzi, « Etude de la capacité de transport des câbles souterrains isolés au polyéthylène réticulé chimiquement », Mémoire Ingénieur, Université de Tizi-Ouzou, 1997.