

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU



Faculté de Génie Electrique et de l'Informatique

Département d'Electrotechnique

Mémoire de Magister en Electrotechnique

Option : Entraînements électriques

Présenté par :

BOUGUERIOUNE Noredine

Thème

**Etude d'une décharge électrique à l'intérieur d'une
vacuole dans un câble de haute tension**

Devant le jury composé de :

Mr. CHAIBI Rachid	Professeur,	Université de Tizi-Ouzou, Président
Mr. NEDJAR Mohammed	Professeur,	Université de Tizi-Ouzou, Rapporteur
Mr. MEGHERBI Mohammed	Professeur,	Université de Tizi-Ouzou, Examineur
Mr. MOUDOUD Mustapha	Maître de Conférences A,	Université de Tizi-Ouzou, Examineur
Mr. BOUTORA Yousef	Maître de Conférences A,	Université de Tizi-Ouzou, Examineur

Soutenu le :

Dédicaces

Je dédie ce mémoire à,

- *Mon père et ma mère,*
- *Ma femme, qui m'a soutenu et encouragé le long de ce travail,*
- *Mes deux chers enfants Abdelkhalek et Malak,*
- *Mes frères et sœurs,*
- *Mes collègues et tous les amis.*
- *A tout ceux qui m'ont encouragé.*

Remerciement

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à toute personne ayant contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

Mes remerciements vont à Monsieur **NEDJAR Mohammed**, Professeur à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, pour avoir accepté d'être le rapporteur de ce mémoire, pour ses conseils et ses encouragements incessants durant la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier également :

Monsieur **CHAIBI Rachid**, Professeur à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, qui me fait l'honneur de présider le jury de présent mémoire.

Messieurs : **MEGHERBI Mohamed**, Professeur à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, **BOUTORA Youcef** et **MOUDOUD Mustapha**, Maîtres de conférences à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, pour avoir accepté de juger ce travail.

Sommaire

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE - I DEFANTS DANS L'ISOLATION DE HAUTE TENSION	
I. Les isolations électriques.....	3
II. Contexte.....	3
II.1. Polymères dans l'isolation des câbles haute tension	5
II.1.1. Polychlorure de Vinyle (PVC).....	5
II.1.1.1. Propriétés du PVC	6
a. Propriétés physico-chimiques	6
b. Propriétés électriques	6
c. Propriétés mécaniques.....	7
II.1.2. Le Polyéthylène (PE).....	7
II.1.3. Le processus de réticulation.....	9
II.1.4. Le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC).....	11
II.1.4.1. Mise en œuvre du PRC	11
II.1.4.2. Avantages et inconvénients de l'isolation en PRC.....	11
1- Filtrage plus difficile.....	12
2- Porosité et teneur en eau plus importantes.....	12
III. Défauts des isolations haute tension.....	12
III.1. Microcavités préexistant au sein du matériau.....	12
III.1.1. Cavités d'eau	12
III.1.2. Cavités de gaz.....	13
III.1.3. Cavités créées au cours de la mise en œuvre ou du fonctionnement du système.....	13
III.2. Hétérogénéités	13
III.3. Les impuretés.....	13
III.4. Origine des défauts dans le cas des câbles de haute tension.....	14
III.5. Morphologie des polymères et microcavités.....	14
IV. Effet des défauts sur les propriétés des câbles de haute tension.....	16
IV.1. Vieillissement thermique.....	16
IV.2. Vieillissement électrochimique.....	16
IV.3. Vieillissement électrique (ionisation - décharges partielles).....	16
IV.3.1. Influence du vieillissement électrique sur les propriétés du PRC	17
IV.3.2. Influence des cavités sur la rigidité diélectrique du PRC.....	18
IV.3.3. Localisation des cavités dans l'isolation les câbles.....	18

CHAPITRE - II DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES CABLES DE HAUTE TENSION	
I. Décharge électrique dans une cavité.....	20
II. Décharges partielles.....	20
II.1. Classification de décharges partielles.....	20
1. Les décharges « internes ».....	20
2. Les décharges « de surface ».....	21
3. Les décharges « couronne ».....	21
4. Les arborescences dans les solides isolants.....	21
II.2. Origines d'une décharge partielle.....	21
II.3. Phénomène de décharge partielle.....	22
II.3.1 Electrons germes.....	22
II.3.2. Phénomène d'avalanche électronique.....	23
II.4. Nombre de décharges.....	26
II.5. Energie de décharges partielles.....	26
III. Loi de Paschen.....	27
III.2. Récurrence des décharges partielles.....	29
III.2.1. Décharges internes.....	29
III.2.2. Caractéristiques des décharges partielles.....	30
a. Temps de montée et durée.....	31
b. Amplitude.....	32
IV. Modèle des décharges en vacuole.....	33
V. Détection d'une décharge partielle.....	34
V.1. Méthodes standardisées pour le diagnostic des câbles.....	35
a. Mesure Off-line.....	35
b. Mesure On-line.....	35
V.2. Types de capteur.....	36
a. Capteur capacit.....	36
b. Capteur inductif.....	37
c. Autres capteurs.....	38
CHAPITRE - III DEGRADATION DES CABLES ELECTRIQUES DE TRANSPORT	
D'ENERGIE PAR DECHARGES PARTIELLES	
I.1. Dégradation des isolants par décharges partielles.....	39
I.2. Dégradation de câble.....	39
I.3. Effets des décharges partielles.....	40

I.4. Mécanisme de détérioration d'un isolant renfermant des cavités.....	40
I.4.1. Points chauds.....	40
I.4.2. Erosion.....	40
I.4.3. Réaction chimique.....	40
I.4.4. Injection de porteurs de charges.....	40
II. Rupture diélectrique.....	41
II.1. Rupture à court terme.....	42
a. Rupture thermique.....	42
b. La rupture électromécanique.....	44
c. La rupture électronique.....	45
II.2. Rupture à long terme.....	46
II.2.1. Mécanisme de rupture à long terme.....	46
a. Rupture diélectrique provoquée par les décharges partielles.....	47
b. Rupture diélectrique provoquée par les arborescences.....	47
III. Vieillissement électrique selon le scénario standard.....	48
III.1. Phases de développement des arborescences électriques.....	50
III.1.1 Phase d'incubation.....	50
a. Formation de l'arborescence par décharges partielles.....	50
b. Action des porteurs chauds sur la structure du polymère.....	51
c. Formation de l'arborescence par rupture électromécanique.....	51
III.1.2. Phase de propagation.....	51
III.1.3. Phase d'avalanche et de claquage.....	52
CHAPITRE - IV MODELE MATHEMATIQUE, RESULTATS ET DISCUSSIONS	
I.1. Influence d'une cavité sur la distribution du champ électrique.....	54
I.2. Choix de la méthode de calcul numérique.....	54
I.3. Calcul du champ électrique.....	55
I.4. Modèle analytique.....	55
I.4.1. Isolation sans défaut.....	55
II. Détermination du modèle numérique par la méthode des différences finies.....	56
II.1. Principe de base.....	56
II.2. Principes étapes de la méthode.....	56
II.3. Discrétisation du domaine.....	57
II.4. Maillage d'une coupe d'un câble.....	57
II.5. Câble à isolation homogène.....	58
II.6. Cas d'un câble à isolation contenant une vacuole.....	59

II.7. Approximation du potentiel aux différents nœuds.....	60
II.8. Nœuds des frontières rectilignes.....	61
a. Nœud situé sur la paroi d'en haut de la vacuole.....	61
b. Nœud situé sur la paroi d'en bas de la vacuole	62
c. Nœud situé à droite de la vacuole	63
d. Nœud situé à gauche de la vacuole	64
II.9. Les nœuds rectangulaires.....	64
a. Nœud situé à l'angle d'en haut à droite de la cavité.....	65
b. Nœud situé à l'angle d'en haut à gauche de la cavité.....	65
c. Nœud situé à l'angle d'en bas à droite de la cavité.....	65
d. Nœud situé à l'angle d'en bas à gauche de la cavité.....	66
II.10. Approximation du champ électrique et pression électrostatique en chaque nœud.....	66
III. Problématique.....	67
III.1. Etude de l'influence d'une vacuole d'air sur la distribution du champ électrique.....	67
III.2. Caractéristiques techniques du câble.....	69
III.3. Organigramme de calcul.....	70
IV. Résultats et discussions.....	72
IV.1. Isolation sans défaut	72
IV.2. Isolation avec défaut.....	73
IV. 2.1. Champ électrique en fonction de la taille du défaut	73
IV. 2.2. Influence de deux vacuoles de même taille sur la distribution du champ E	74
IV.2.3. Champ électrique en fonction de la position de la vacuole.....	75
a. Un décollement entre l'isolant et l'âme.....	75
b. Une vacuole se trouvant à proximité de la gaine de protection.....	76
c. Cas d'une vacuole située à 8,35 mm de l'âme.....	76
IV.2.4. Champ électrique à l'intérieur du décollement en fonction de sa position.....	77
V.1. Influence de la vacuole sur la pression électrostatique.....	77
V.2. Variation pression électrostatique en fonction de la position de la vacuole.....	78
V.3. Variation de la pression électrostatique en fonction de la tension appliquée.....	79
V.4. Variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée.....	79
V.5. Variation de la permittivité relative en fonction de la tension appliquée.....	80
V.6. Conclusion.....	81
CONCLUSION GENERALE.....	82
BIBLIOGRAPHIE.....	84

Introduction

De nos jours, les exigences industrielles et celle des domaines tertiaires demandent de plus en plus un apport considérable en énergie électrique. A cet effet, les fabricants de câbles électriques n'ont cessé d'améliorer la technologie et la mise en œuvre de câbles de haute tension qui peuvent répondre à ces exigences. Toutefois, ces câbles sont confrontés aux problèmes de la durée de vie qui est dictée essentiellement par le comportement de la partie isolante sous l'action d'un champ électrique. Parmi les produits d'isolation, le polyéthylène (PE) a prouvé sa vaste utilisation dans les câbles haute tension. La substitution de ce polymère par le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) a permis une amélioration de la durée de vie.

La fiabilité des systèmes électriques dépend, entre autres, de la qualité des systèmes d'isolation électriques. De nombreuses contraintes, (électrique, mécanique, chimique, thermique), peuvent conduire à un vieillissement précoce et entraîner la perte partielle ou totale de la fonction d'isolation mettant en péril la disponibilité d'un système.

Dans le cas des contraintes électriques, les matériaux isolants subissent l'action d'un champ électrique. Durant la fabrication des câbles de haute tension, des particules étrangères et des inclusions gazeuses sont introduites involontairement dans l'isolation. En service, ces câbles sont soumis à l'action d'un champ électrique. Cependant, la répartition instantanée du champ n'est pas homogène et ceci est en partie dû au fait que l'ensemble des isolants constitue un milieu assez souvent hétérogène dû à la présence des défauts. Il est possible ainsi, de définir en chaque point un gradient localisé qui peut atteindre la valeur disruptive lorsqu'il y a présence des cavités (vacuoles). Dans ce cas, il apparaît à partir du seuil disruptif un arc de décharge locale. Cet arc se reproduit quand le gradient dépasse le point critique la valeur disruptive du gaz. Ce phénomène irréversible est dit décharges partielles car elles ne court-circuitent pas l'ensemble de l'isolation. L'action répétée des décharges érode les parois isolantes de la cavité et conduit par arborescence à la rupture de l'isolant.

Les investigations faites sur la tenue de l'isolation synthétique des câbles de haute tension alternative montrent que les cavités sont à l'origine de la rupture diélectrique.

En effet, il est admis à ce jour que le phénomène de décharges partielles peut entraîner la destruction de l'isolation après un certain temps d'usage alors qu'il a subi avec succès les essais diélectriques. Il devient donc important de connaître et de mesurer sur un matériel, neuf ou en service, une grandeur représentative du phénomène de décharges partielles. Cette connaissance ne pourra pas entraîner directement une relation avec la durée de vie probable du matériel, mais elle donnera des renseignements intéressants.

Le but de notre travail est d'étudier la décharge électrique à l'intérieur d'une vacuole dans un câble électrique haute tension en polyéthylène.

Nous avons utilisé pour le calcul du champ électrique la méthode des différences finies, en raison de sa simplicité d'application aux systèmes symétriques et à deux dimensions, ceci correspond parfaitement au cas des câbles qui sont de systèmes cylindriques à symétrie axiale. L'approche que nous proposons pour l'étude des contraintes électriques, consiste à déterminer par simulation les distorsions que provoquent les cavités sur la distribution du champ électrique dans l'isolation du câble. La simulation est basée sur la résolution numérique de l'équation de Laplace permettant le traitement de l'effet des contraintes électrique dans une vacuole contenue dans l'isolation des câbles de haute tension.

Nous avons divisé notre travail en quatre chapitres que nous présentons comme suit : le premier chapitre est consacré à une recherche bibliographique sur les défauts dans l'isolation de haute tension, nous présentons les propriétés diélectriques des matériaux polymères utilisés dans l'isolation des câbles haute tension. Le deuxième chapitre traite les décharges électriques : l'origine des décharges partielles et différentes techniques de détection. Le troisième chapitre présente la dégradation des câbles de haute tension par le phénomène de décharges partielles. Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de simulation numérique et l'interprétation des résultats obtenus.

Enfin nous terminons notre travail par une conclusion générale où nous soulignons les points essentiels dégagés par notre étude.

Chapitre I

Défauts dans l'isolation de haute tension

I. Les isolations électriques

Dans le domaine du génie électrique, les matériaux isolants sont utilisés pour assurer une fonctionnalité optimale des équipements tout en garantissant la sécurité des biens et des personnes. Généralement, la durée de vie des isolants conditionne celle de l'appareillage. Cela explique les nombreuses études consacrées aux effets des contraintes électriques sur les polymères qui, actuellement, prennent une place de plus en plus importante dans l'isolation [1]. En effet les polymères, de par leurs bonnes propriétés, ont toujours suscité un intérêt marqué dans l'industrie électrique. Cependant, leurs propriétés physiques et chimiques peuvent être affectées durant leur fonctionnement [2]. Les polymères sont le fruit d'une recherche scientifique intensive entreprise au XXe siècle et c'est au milieu des années 1920 que les bases scientifiques nécessaires à leur développement furent élaborées. Dès 1926, l'intérêt des matériaux thermoplastiques apparaissait avec les travaux de plusieurs chercheurs. Les principaux thermoplastiques dérivés sont le polypropylène (PP), le polyéthylène (PE), le polystyrène (PS) et le poly(chlorure de vinyle) (PVC).

D'après leur état physique, les isolants électriques sont classés en trois grandes catégories : les isolants solides, liquides et gazeux. Selon leur origine, on en distingue deux types, les isolants naturels et les isolants synthétiques. Le premier type concerne les isolants minéraux et certains isolants organiques naturels, le second type concerne les matières plastiques et les composites.

Dans le domaine électrique, les polymères sont utilisés dans les lignes de transport d'énergie, câbles de télécommunication, condensateurs, alternateurs, moteurs électriques, systèmes électroniques et composants de puissance terrestres et embarqués sur satellites... L'utilisation de ces matériaux dans l'isolation électrique présente plusieurs avantages tels que : d'excellentes propriétés électriques (résistivité, rigidité diélectrique, permittivité), une bonne tenue mécanique et tribologique et une stabilité dimensionnelle [3]. Ajoutons à cette liste, la mise en œuvre facile, le faible poids et pour certains la possibilité de recyclage. Dans ce qui suit nous présentons succinctement les deux types des polymères les plus utilisés dans la fabrication des câbles moyenne et haute tension surtout en Algérie : le polychlorure de vinyle et le polyéthylène.

II. Contexte

Le terme isolation est pris au sens large et comprend aussi bien les matériaux qui entrent dans la composition des condensateurs utilisés en électronique, que ceux utilisés dans les dispositifs de production et de transport d'énergie. Afin de mieux appréhender le problème, plaçons-nous dans le cas de l'isolation synthétique utilisée pour le câble de transport d'énergie.

La figure I.1 présente un schéma classique d'un câble. L'âme centrale conductrice est composée de plusieurs conducteurs habituellement en cuivre ou en aluminium. Autour de cet ensemble de conducteurs se trouve un matériau semi-conducteur destiné à homogénéiser le champ électrique à l'interface entre le semi-conducteur et l'isolant. Cet écran est obtenu en ajoutant du noir de carbone dans un polymère. Sa conductivité est, en général, comprise entre $0,1 \text{ S.cm}^{-1}$ et 1 S.cm^{-1} . Puis, se trouve la partie essentielle qui est le matériau isolant. Ce dernier est un polyéthylène réticulé chimiquement (PRC). Le tout ainsi formé est recouvert d'une seconde couche de matériau semi-conducteur.

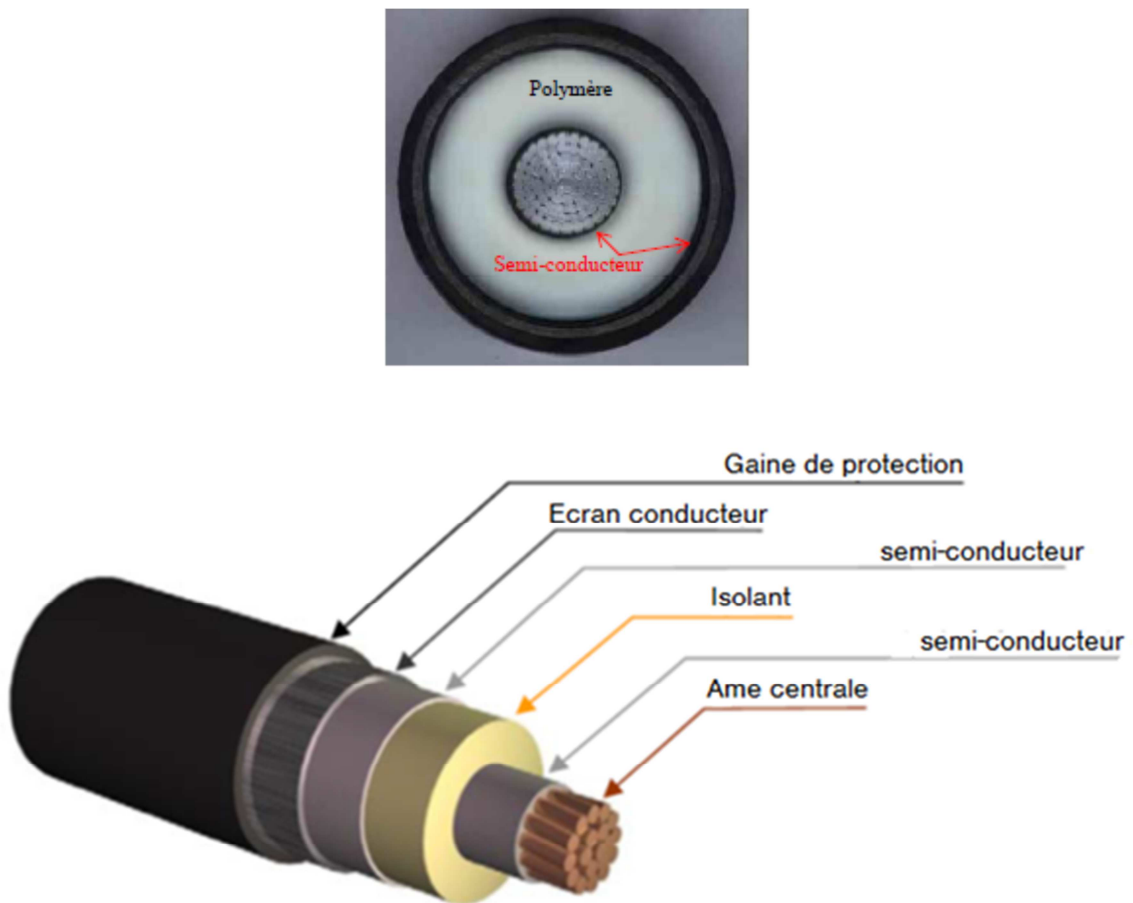


Figure I.1 : Représentation d'un câble de transport d'énergie électrique [5].

Habituellement, la fabrication des câbles de haute tension se fait en co-extrudant l'ensemble des trois couches sous forte pression, de façon à obtenir un matériau le plus homogène possible et surtout exempt de vacuoles. L'ensemble est recouvert d'un écran conducteur relié à la terre, dont le rôle est multiple : il sert de blindage afin d'empêcher la propagation du flux électromagnétique. Il assure également le retour du courant en cas de court-circuit, et il permet aussi d'éviter la pénétration de l'humidité. Ce conducteur peut être soit un

métal pur (cuivre), soit un alliage. La dernière couche est une gaine de protection qui est généralement faite à partir de polyéthylène haute densité. Sa fonction est double : elle isole l'environnement de la partie conductrice extérieure et elle protège le câble des agressions extérieures telles que la corrosion ou bien l'usure mécanique. La tendance actuelle, et sûrement dominante dans les années futures, est de véhiculer l'énergie via des câbles ensevelis dans le sol. Cette évolution du marché est la conséquence de fortes pressions écologiques et environnementales dans le but de réduire les lignes aériennes. Le besoin en énergie allant croissant, l'agrandissement du réseau électrique est capital, notamment en zones urbaines. Les limitations techniques des câbles de haute tension à isolation synthétique reposent sur des incertitudes concernant leur fiabilité. En effet, l'isolation électrique constitue un point faible parmi les plus critiques. Ces méconnaissances mènent à un surdimensionnement des câbles et impliquent l'alourdissement des coûts de fabrication et d'installation.

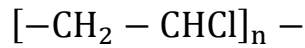
Un grand nombre de facteurs agissent plus ou moins directement et influent sur la durée de vie des isolants synthétiques. Les contraintes subies ont des origines très diverses. En effet, nous pouvons recenser non seulement des contraintes "classiques" de type électrique, thermique ou mécanique, mais également des contraintes plus difficiles à cerner comme l'humidité, la présence anormale d'un type de molécule (impuretés) ou encore l'existence de radiations.

II.1. Polymères dans l'isolation des câbles haute tension

Pour l'isolation des câbles, les matériaux utilisés sont en général : les papiers imprégnés, le PVC, le caoutchouc vulcanisé et le polyéthylène (PE). Les caoutchoucs vulcanisés sont employés pour les câblages domestiques et industriels de faible puissance. Le PVC est inerte à l'oxygène et à l'humidité [6]. Si les conditions de fonctionnement sont telles que le taux de ces éléments soit élevé, l'utilisation du PVC offre un avantage certain.

II.1.1. Polychlorure de Vinyle (PVC) [7]

La première découverte de PVC par E. Baumann date de 1872. Ce polymère est largement utilisé dans le monde industriel, il se classe en deuxième position après le polyéthylène. La large utilisation du PVC dans la fabrication des câbles moyenne tension, comme isolant et matériau de gaine de protection revient, d'une part à son faible coût de revient et d'autre part à ses bonnes qualités diélectriques. La souffrance de ce matériau de la mauvaise stabilité thermique, freine son utilisation comme un isolant dans les câbles HT et THT. La formule chimique du PVC est :



avec n le degré de polymérisation, il est de l'ordre de 500 à 3500.

A l'état pur, le PVC est cassant, d'où la nécessité de lui ajouter des produits auxiliaires appelés adjuvants. Le type, la qualité et la concentration de chaque adjuvant sont le grand secret des producteurs des câbles électriques. Ces adjuvants sont les stabilisants, les plastifiants, les lubrifiants ou charges. Chaque adjuvant a un rôle bien déterminé. Les stabilisants sont généralement ajoutés à la résine de PVC dans le but d'éviter le dégagement de l'acide chlorhydrique qui est une cause principale dans la dégradation thermique du PVC. Quant aux plastifiants, leur rôle est de rendre le matériau souple. L'amélioration des propriétés diélectriques est assurée par l'ajout des charges telles que le carbonate de calcium, le kaolin calciné et la silice. Les lubrifiants facilitent l'écoulement du PVC lors de sa mise en œuvre.

II.1.1.1. Propriétés du PVC

a. Propriétés physico-chimiques [8]

- La masse volumique des compositions de PVC varie entre 1 et 2g /cm³ à la température ambiante.
- Le PVC transmet mal la flamme, mais sa combustion entraîne le dégagement de gaz corrosifs et de fumées.
- Thermiquement, résiste au vieillissement.
- Il résiste au fluage à température élevée mais il reste fragile aux basses températures.
- Le PVC rigide résiste bien aux agents chimiques inorganiques, et il est soluble dans les cétones, le cyclohexanone et le dichloroéthylène.
- La température de transition vitreuse du PVC est élevée, elle se situe entre 75°C et 80°C ce qui le rend impropre à de nombreuses applications (câbles par exemple) sans l'adjonction de plastifiants. Avec l'emploi de plastifiants, la température de transition vitreuse se situe entre -10°C et -5°C.

b. Propriétés électriques [8]

- Le facteur de pertes diélectriques à 50Hz et 20°C est de l'ordre de 15×10^{-3}
- La constante diélectrique à 50Hz et 20°C est de l'ordre de 3,4
- La résistivité transversale est de l'ordre de $10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$

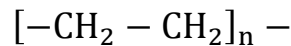
c. Propriétés mécaniques [8]

- Le PVC a une bonne résistance à la traction qui est de l'ordre de 5,5 à 6 kgf/mm²
- L'allongement à la rupture est de l'ordre de 100% pour les produits non plastifiés et 200 à 400% pour les produits plastifiés

II.1.2. Le Polyéthylène (PE)

Le PE est très largement utilisé comme matériau d'isolation à cause de ses propriétés diélectriques combinées à son faible coût, sa facilité de mise en œuvre et sa bonne résistance aux agressions chimiques [9]. Le PE est une polyoléfine linéaire issue de la polymérisation radicalaire de l'éthylène, $\text{CH}_2 = \text{CH}_2$.

La formule chimique du polyéthylène est [10] :



Partiellement cristallin, le polyéthylène contient deux phases [11] :

- 1- Une zone amorphe dans laquelle les chaînes sont disposées de manière désordonnée.
- 2- Une zone cristalline dans laquelle les chaînes sont disposées de manière ordonnée formant ainsi des cristallites. Les chaînes dans les zones cristallines se regroupent sous forme de lamelles (fibrilles lamellaires) de quelques centaines d'Angströms. Ces lamelles sont typiquement arrangées comme des sphérolites (figure I.2).

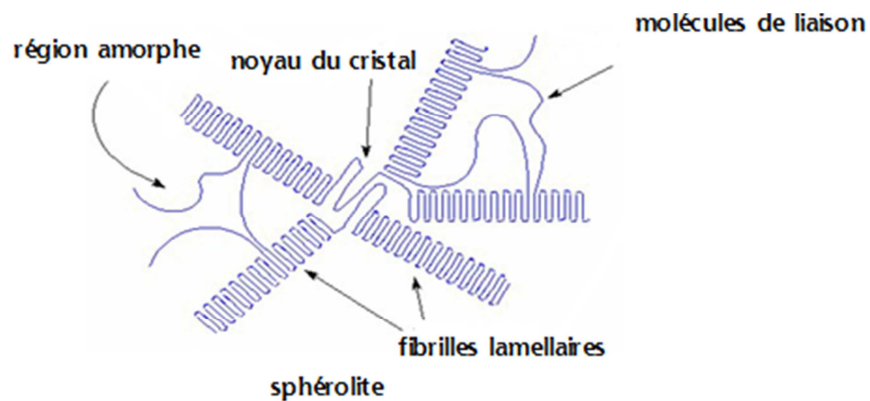


Figure I.2 : Présentation d'un sphérolite de polyéthylène.

La molécule du polyéthylène peut présenter des ramifications qui provoquent une diminution de la densité du matériau et de sa cristallinité (figure I.3). La polymérisation peut être obtenue [12]:

- soit à haute pression (3000 bars) et à température élevée (400°C). Les polyéthylènes obtenus sont dits à haute pression ou basse densité (PEbd)

- soit à basse pression (50 bars) et à une température inférieure à 180°C. Les polyéthylènes obtenus sont dits à basse pression ou haute densité (PEhd). La molécule du PE est la suivante :

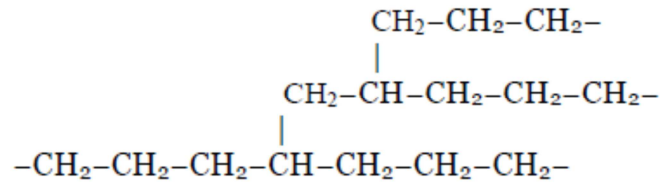


Figure I.3 : Molécule de PE ramifiée.

Le polyéthylène est généralement utilisé dans les câbles de haute tension pour la transmission d'énergie électrique (courant alternatif ou courant continu). Les principaux avantages d'utilisation du polyéthylène sont ses propriétés électriques comme un champ de rupture élevé, des pertes diélectriques faibles et une très faible conductivité électrique.

Il est constitué par des chaînes macromoléculaires comportant un certain nombre de ramifications latérales, de longueurs variables, disposées au hasard dans le squelette carboné de la molécule [13].

Nous pouvons citer trois différents types du polyéthylène fréquemment utilisés dans le domaine du génie électrique.

- Le polyéthylène à basse densité PEbd possède un plus grand nombre de ramifications que le polyéthylène à haute densité PEhd, ce qui produit une structure moléculaire moins compacte et un taux de cristallinité moindre.
- Le polyéthylène à haute densité PEhd possède peu de ramifications, ce qui le rend plus rigide et moins perméable que le polyéthylène basse densité PEbd.
- Le polyéthylène réticulé (PRC) est une forme de polyéthylène basse densité dans lequel les chaînes moléculaires individuelles sont liées les unes aux autres pour former un polymère en réseau avec toutefois des réseaux beaucoup moins denses que dans le cas des résines époxydes par exemple. Par rapport au PEbd, ce sont principalement les propriétés thermomécaniques qui sont améliorées. Le matériau est plus complexe, chimiquement et structurellement que le polyéthylène basse densité PEbd.

Selon la configuration des chaînes du polymère, le polyéthylène est classifié en deux groupes dont les caractéristiques principales sont énoncées dans le tableau I.1.

	PEbd	PEhd
Structure	ramifiée	linéaire
Aperçu		
Masse volumique	0,915 - 0,935	0,945 - 0,960
Taux de cristallinité	55% - 70%	65% - 80%
Température maximale de service	70°C	80°C
Température de fusion	110 - 120°C	128 - 135°C
Transition vitreuse	-110°C environ.	-110°C environ.
Indice de réfraction	1,51	1,54
Permittivité à 1MHz	2,2 - 2,35	2,3 - 2,4
Résistivité transversale ($\Omega.cm$)	$10^{15} - 10^{18}$	$10^{15} - 10^{18}$

Tableau I.1 : Principales caractéristiques des polyéthylènes [14].

II.1.3. Le processus de réticulation [5]

Afin d'améliorer les propriétés thermiques et mécaniques du polyéthylène, on procède à une opération dite de réticulation. Cette modification consiste à créer des "ponts" entre les macromolécules. Ceci est possible en particulier grâce à l'introduction d'un agent de réticulation qui peut être de nature organique ou inorganique. L'agent de réticulation le plus usuel est un agent organique : le peroxyde de dicumyl (DCP).

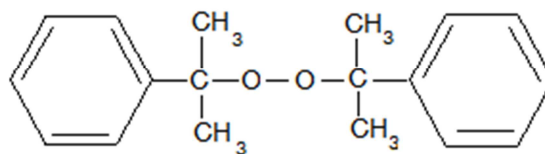


Figure I.4 : Molécule de peroxyde de dicumyl [15].

Cependant, il existe d'autres peroxydes organiques tels que le peroxyde t-butyl cumyl ou le peroxyde di-t-butyl. Ces derniers sont parfaitement utilisables en tant qu'agents de réticulation.

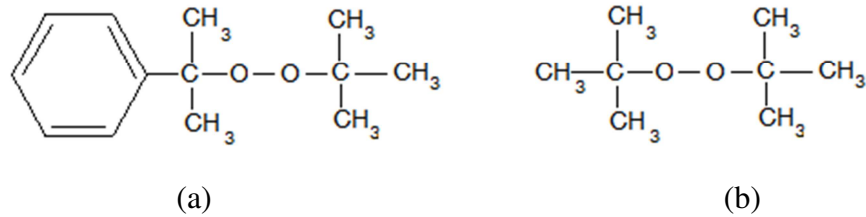


Figure I.5 : Molécules de peroxydes organiques [15].

(a) t-butyl cumyl

(b) di-t-butyl

Le principe de la réticulation est ici décrit à partir du peroxyde de dicumyl. Néanmoins, il est applicable à tout autre type d'agent de réticulation. Les câbles en polyéthylène réticulé sont fabriqués en extrudant un mélange de polyéthylène basse densité (PEbd) et de DCP. Cette opération se fait sous pression et à une température avoisinant 180°C. Sous l'effet de la température, le DCP se décompose en deux radicaux cumyle (figure I.6).

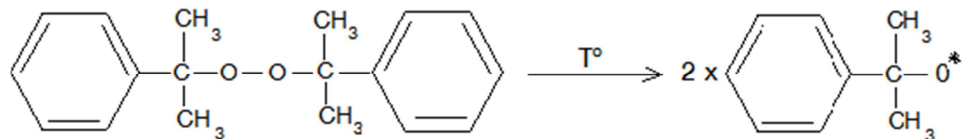


Figure I.6 : Formation de radicaux cumyle [15].

Les radicaux sont instables chimiquement. Par conséquent, ils vont prendre un atome d'hydrogène de la chaîne polymère pour former une molécule d'alcool cumylique (figure I.7). La chaîne se trouve maintenant avec un atome de carbone insatisfait. Le processus de réticulation est ainsi amorcé.

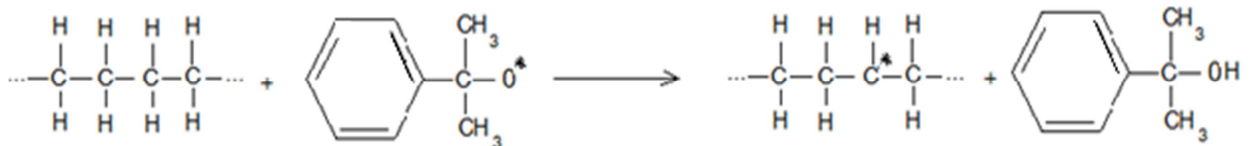


Figure I.7 : Formation d'alcool cumylique à partir de radical cumyl [15].

Lorsque deux chaînes contenant des atomes de carbone, et dont les liaisons ne sont pas satisfaites, se trouvent assez proches, une liaison est créée entre ces deux atomes. Les chaînes se solidarisent comme cela est indiqué sur la figure I.8.

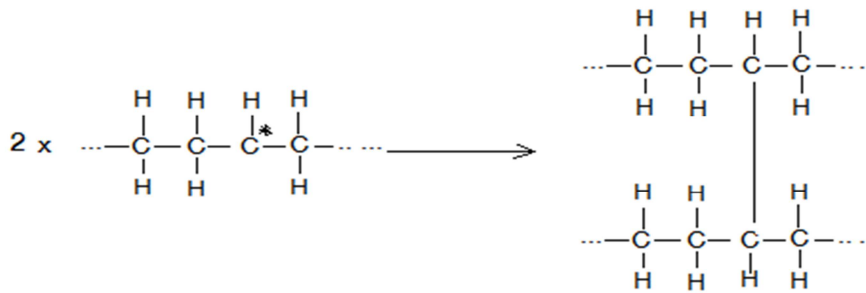


Figure I.8 : Processus de réticulation [15].

Le taux de réticulation est théoriquement proportionnel à la dose de peroxyde de dicumyl. Cependant, les réactions de réticulation sont complexes et font apparaître des résidus.

II.1.4. Le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) [16]

II.1.4.1. Mise en œuvre du PRC

Le PRC est obtenu à la base du PE, le procédé le plus utilisé consiste à incorporer du peroxyde de dicumyl à une teneur de 2% dans le PE, avant ou pendant l'extrusion puis à soumettre le mélange à une température supérieure à 150°C sous une pression de vapeur d'eau ou d'azote.

Le taux de réticulation est caractérisé par le nombre de pontages : il est évalué par des méthodes chimiques ou des essais mécaniques. Le PRC a une morphologie sphérolitique semi-cristalline, l'unité morphologique est le sphérolite qui est un corps polyédrique généré à partir d'un noyau et enveloppé par une matrice amorphe. L'intérieur est constitué d'un arrangement de cristaux lamellaires radialement répartis et séparés les uns des autres par le matériau amorphe.

II.1.4.2. Avantages et inconvénients de l'isolation en PRC

Le PRC présente les avantages suivants :

- Pertes diélectriques extrêmement faibles et quasi indépendantes de la température,
- Bonne étanchéité à l'eau
- Forte résistance d'isolement
- Bonne conductivité thermique
- Haute rigidité diélectrique
- Température de fonctionnement élevée (90°C en service normal)
- Bonne tenue en court-circuit (à 250°C).

Toutefois le PRC présente certains inconvénients par rapport aux polyéthylènes PEbd et PEhd [16]:

1-Filtrage plus difficile

Au cours de la fabrication, on impose un filtrage permettant d'éviter les inclusions et les protubérances et d'éliminer certaines particules telles que les fibres de verres.

2- Porosité et teneur en eau plus importantes

Avec le meilleur procédé de réticulation sèche, la teneur en eau atteint dans le PRC plus de 100 ppm, alors que la quantité d'eau maximale admise dans les câbles HT à isolation PE est de 10 ppm [17].

III. Défauts des isolations haute tension [18]

Les isolations haute tension contiennent souvent des défauts qui peuvent être classés en deux catégories :

- Les cavités gazeuses qui peuvent donner lieu à des phénomènes de décharges.
- Les hétérogénéités aux interfaces ou dans la masse de l'isolant autour desquelles le champ électrique peut prendre des valeurs importantes.
- Les impuretés [8].

III.1. Microcavités préexistant au sein du matériau [18]

Deux cas sont à envisager en fonction de la nature réticulée ou non réticulée de la structure du matériau. La réticulation s'accompagne d'un dégagement de gaz qui a tendance à former des bulles si la technologie de fabrication n'est pas bien adaptée (pression ou longueur de refroidissement insuffisante). Dans le cas d'un matériau réticulé, c'est le procédé de réticulation qui est responsable de la formation de cavités. Dans le cas d'un matériau semi-cristallin non réticulé, c'est la cristallisation qui pourrait donner naissance à des cavités de dimensions beaucoup plus petites.

III.1.1. Cavités d'eau [18]

Elles se forment dans le matériau lorsque la réticulation est réalisée par voie humide. Dans le polyéthylène, à la température de fusion, l'eau est plus soluble dans le matériau qu'à température normale et se mélange au polymère. Au refroidissement, les phases se séparent et donnent naissance à la formation de gouttelettes d'eau qui diffusent au bout d'un certain temps, laissant des cavités.

III.1.2. Cavités de gaz [18]

Elles peuvent aussi se former suite à l'utilisation d'agents de réticulation tel que le dicumylperoxyde (DCP). Certains produits de décomposition de cet agent sont gazeux (méthane). Ils restent piégés dans le matériau au cours de la cristallisation, puis diffusent laissant ainsi des microcavités localisées. La densité et les dimensions des microcavités dépendent du mode de réticulation. Les différentes évaluations font état de 10^3 à 10^5 cavités /cm³ de dimensions comprises entre 1 et 10 μm .

III.1.3. Cavités créées au cours de la mise en œuvre ou du fonctionnement du système [18]

Des décollements peuvent être créés entre partie isolante et conductrice, suite à des défauts de fabrication ou à l'existence de contraintes mécaniques consécutives au fonctionnement du système.

III.2. Hétérogénéités [18]

Elles peuvent conduire à des concentrations locales du champ électrique. Dans le cas des inhomogénéités de forme sphérique de constante diélectrique ϵ_r , noyées dans l'isolant sous champs uniforme, le facteur multiplicatif du champ n'excède pas trois. Si l'inhomogénéité est de forme ellipsoïdale, le facteur multiplicatif peut être beaucoup plus important.

L'existence de particules et d'impuretés dans le diélectrique peut être responsable de la réduction de la rigidité diélectrique.

III.3. Les impuretés [8]

Il est connu que les impuretés jouent un rôle majeur dans l'initiation et la propagation des arborescences d'eau et électrique dans les câbles isolés au PRC. La présence de ces dernières au sein de l'isolant avec de grandes quantités conduit à la diminution de la durée de vie des câbles. La connaissance de l'origine des impuretés, leurs mécanismes de diffusion et leurs relations avec les propriétés électriques de l'isolant a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche. J.P. Crine et al [19]. et S. Péliou et al [20]. ont étudié la présence des impuretés dans les câbles isolés au PRC. Ils ont conclu que :

- L'origine des impuretés est généralement la forte contamination des écrans semi-conducteurs.
- Le processus de fabrication des câbles (à la vapeur d'eau ou en gaz inerte) joue un rôle prépondérant dans la contamination de l'isolant.
- Les propriétés électriques telles que la rigidité diélectrique, le facteur de pertes diélectriques et la résistivité sont fortement influencées par la présence des impuretés au sein de l'isolant.
- Le vieillissement électrique n'a pratiquement aucune influence sur le processus de diffusion des impuretés dans l'isolant.

III.4. Origine des défauts dans le cas des câbles de haute tension [21]

On a classé les défauts dans l'isolation des câbles en deux catégories, ceux qui sont dus à une déformation dans la morphologie du matériau et ceux qui ont pour origines des contraintes externes.

Les défauts d'origine externe peuvent apparaître soit au cours de tirage à très forte contrainte thermomécanique pendant le fonctionnement du câble, soit à un défaut de montage d'un accessoire ou à une agression mécanique externe. Ce genre de défaut se manifeste comme décollement entre l'âme conductrice et l'isolant ou entre l'écran et l'isolant ou encore entre la gaine de protection et l'écran conducteur donnant lieu à une pénétration d'eau au niveau de l'enveloppe externe.

Les défauts d'origine interne sont dus principalement à un défaut de fabrication comme la présence de cavités, qu'on n'a pas pu déceler lors des essais de contrôle, ou au vieillissement à long terme du diélectrique sous les contraintes de service. Les défauts d'origine interne peuvent causer la destruction spontanée de l'isolant suite à un claquage ou bien ils seront le siège de décharges partielles qui, suite au vieillissement du matériau, conduisent à la rupture du diélectrique.

III.5. Morphologie des polymères et microcavités [22]

La morphologie des polymères semi-cristallins, tels que les polyéthylènes est essentiellement sphérolitique. Le sphérolite est un corps polyédrique bien défini, généré à partir d'un noyau, et enveloppé par une matrice amorphe. L'intérieur est constitué d'un arrangement de cristaux lamellaires radialement répartis et séparés les uns des autres par le matériau amorphe. La croissance du sphérolite s'effectue radialement à partir du noyau, et par contact avec les sphérolites voisins, on aboutit à une morphologie polygonale où la phase amorphe existe entre les lames cristallines et sur les pourtours des sphérolites (Figure I.9). Cette morphologie se retrouve de façon très nette dans le cas du polyéthylène haute densité où la taille des sphérolites est de l'ordre d'une centaine de microns. Dans le cas du polyéthylène basse densité, la taille des sphérolites est d'environ 10 microns. Dans le cas du polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) la taille des sphérolites s'étend de 10 à 40 μm , de l'intérieur vers l'extérieur suivant le rayon de l'isolation.

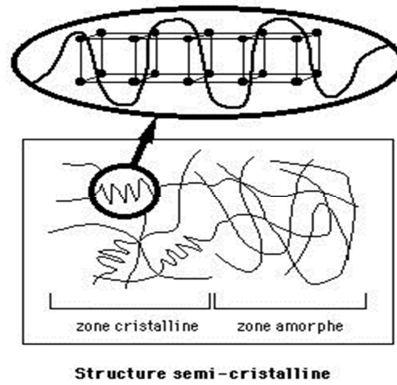
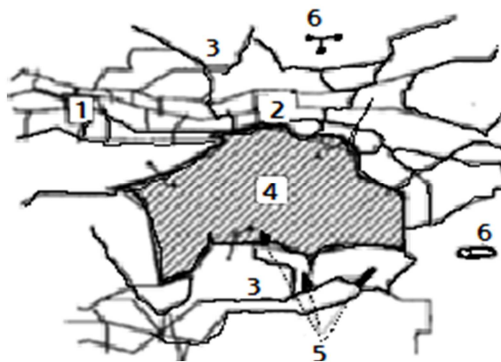


Figure I.9 : Exemple de structure semi-cristalline [23].

Les observations effectuées au microscope électronique sur le PRC révèlent la présence de cavités et des microcavités. Les dimensions de ces cavités dépendent du processus de cristallisation employé lors de la mise en œuvre du matériau et peuvent varier de 1 à 20 μm . Les cavités sont le résultat direct de la pénétration de la vapeur d'eau dans l'isolation, lors du processus de réticulation par condensation sous forme de gouttelette après refroidissement. Les microcavités ont pour origine la présence de contaminants organiques solubles tels que les produits de décomposition du peroxyde et elles apparaissent sur les pourtours des sphérolites, le diamètre de ces cavités est de l'ordre de 1 μm .



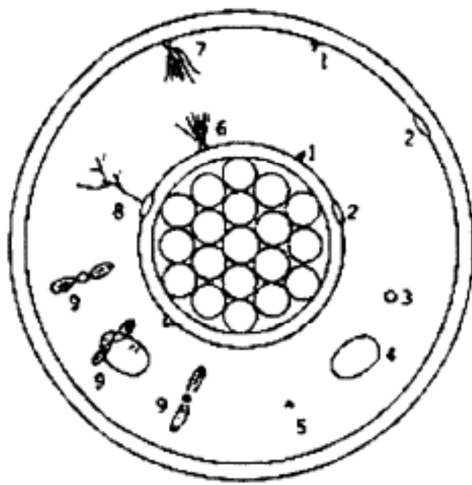
1. Réseau régulier
2. Zone fortement réticulée
3. Zones peu réticulées
4. Microcavité
5. Bouts de chaîne
6. Molécules non liées au réseau

Figure I.10 : Structure d'un polymère contenant une cavité [23].

Le cas le plus défavorable des procédés de réticulations est celui où l'on utilise de la vapeur d'eau comme moyen de chauffage et de l'eau pour le refroidissement, le nombre de cavités est dans ce cas de l'ordre de 10^6 par mm^3 [23].

On doit signaler que les microcavités peuvent aussi apparaître à la suite d'une fatigue électromécanique, aux points de concentrations du champ électrique et que l'échauffement dû

aux pertes diélectriques peut s'ajouter à cette fatigue. La Figure I.11 présente plusieurs types de défauts qui peuvent modifier les pertes diélectriques [24].



1. Protrusions sur les écrans semi-conducteurs
2. Cavités entre les écrans semi-conducteurs et l'isolation
3. Cavité à l'intérieur de l'isolation
4. Humidité
5. Impuretés (organiques ou inorganiques)
6. Arbre d'eau (buisson) provenant du conducteur
7. Arbre d'eau (buisson) provenant de l'extérieur
8. Arbre électrique causé par des décharges partielles
9. Arbres d'eau (nœud papillon)

Figure I.11 : Différents types de défauts présents dans une isolation [24].

IV. Effet des défauts sur les propriétés des câbles de haute tension

Soumis à différentes contraintes durant l'exploitation, la dégradation est caractérisée par une modification des propriétés électriques et mécaniques (par exemple: augmentation des pertes diélectriques, diminution de la résistivité). Très souvent, différents mécanismes apparaissent en même temps et influent mutuellement l'un sur l'autre [12]. Les principaux types de vieillissement sont: thermique, électrochimique et électrique.

IV.1. Vieillissement thermique

Il est provoqué par l'action de longue durée de la température sur un diélectrique.

IV.2. Vieillissement électrochimique

Il est engendré par certains processus dont la cause est le phénomène d'électrolyse ayant lieu dans le diélectrique.

IV.3. Vieillissement électrique (ionisation - décharges partielles)

Le vieillissement électrique est caractérisé par une dégradation des propriétés diélectriques du matériau, sous l'action prolongée d'une contrainte électrique (champ électrique) relativement élevée. Il est caractérisé par l'augmentation des pertes diélectriques et une diminution de la résistivité transversale du matériau. La dégradation est particulièrement

accentuée par la présence d'impuretés de différentes natures, plus particulièrement, des vacuoles de gaz au sein du diélectrique. Ces impuretés sont, en général, le siège de décharges partielles qui peuvent engendrer, après un temps relativement long, l'érosion du matériau et finalement la rupture diélectrique.

En pratique, on définit la tension seuil d'apparition de décharges partielles qui correspond à la tension appliquée au matériau à partir de laquelle la charge apparente fournie par le réseau est égale à un seuil donné (exemple: 1pC dans le cas des câbles isolés au PRC fabriqué par ENICAB/Biskra). La tension seuil d'apparition des décharges partielles risque de diminuer en fonction du temps de vieillissement pour des champs appliqués relativement intenses. La tension seuil d'apparition de décharges partielles diminue aussi dans le cas du vieillissement thermique (application de fortes températures sur de longues périodes) [24].

IV.3.1. Influence du vieillissement électrique sur les propriétés du PRC utilisé dans l'isolation des câbles de transport d'énergie

L'application d'une contrainte électrique à un câble à isolation synthétique peut engendrer une augmentation locale du champ électrique et par conséquent un échauffement local des chaînes macromoléculaires du matériau. Il en résulte, à ces endroits, une rupture de segments qui amorcera une submicrocavité de dimension variant de 20 à 100 Å dans la plupart des matériaux [25]. Les segments, subissant les déformations, sont localisés dans les parties amorphes du polymère vu que les chaînes situées dans les parties cristallines sont difficilement déformables. La longueur maximale de ces segments est, par conséquent, égale à la longueur de la partie amorphe. La taille de ces submicrocavités est, au départ, contrôlée par la morphologie du diélectrique (rapport cristallo-amorphe), avec le temps leur nombre augmente pour former des microcavités qui pourront donner lieu à des cavités qui, à leur tour, sont le siège de décharges partielles néfastes.

A ces décharges sont associés des phénomènes chimiques parmi lesquels le plus important est l'oxydation. En effet, des groupes hydrocarbonés apolaires sont transformés en groupes oxygénés polaires électriquement dissymétriques. Autrement dit, la réaction d'oxydation a pour effet d'introduire des dipôles électriques sur les macromolécules et va perturber leurs propriétés d'isolation électrique se traduisant par une augmentation des pertes diélectriques, une diminution de la rigidité diélectrique et de la résistance superficielle [26].

IV.3.2. Influence des cavités sur la rigidité diélectrique du PRC [27]

Les défauts contenus dans le PRC sont à l'origine de l'abaissement de la rigidité diélectrique de l'isolation et qui ne doit pas être au-dessous de la valeur admissible. Ces défauts sont classés en deux catégories :

- Ceux qui conduisent à accroître le champ électrique dans des régions ponctuelles de l'isolation.
- Ceux qui conduisent à une faiblesse diélectrique locale.

Parmi les premiers, on peut citer les défauts tels que des protubérances des écrans semi-conducteurs et des inclusions conductrices dans l'isolant. Parmi ceux qui réduisent la rigidité locale, on peut citer les inclusions ionisables gazeuses ou liquides, créées principalement par une mauvaise dispersion des agents de réticulations dans le PE et par une exécution incorrecte des opérations d'extrusion et de réticulation. Les câbles isolés au PRC sont produits à travers les processus suivants: l'extrusion, le moulage, le chauffage, la réticulation, le refroidissement.

La vapeur introduite dans l'isolation au cours de la réticulation, comme moyen de chauffage, est la principale cause de formation de cavités. On a pu voir en effet que la morphologie de l'isolation en PRC comportait des cavités ayant pour origine la pénétration d'eau et la présence de produits de décomposition du peroxyde, de telle sorte, qu'au sein du matériau existe un réseau de défaut. Le nombre maximum de ces cavités est situé aux trois quarts de l'isolation en partant de la limite externe de l'âme (figure I.12). Le nombre de ces cavités est de l'ordre 10^6 par mm^3 , mais si l'on utilise un autre moyen de chauffage (du gaz par exemple), ce nombre peut décroître jusqu'à 10^4 par mm^3 .

IV.3.3. Localisation des cavités dans l'isolation les câbles

D'après les travaux de YODA et MURAKI [27] sur l'isolation de câbles en PRC, le nombre maximal de cavités est situé aux trois quarts de l'épaisseur de l'isolation en partant du conducteur, et donnent la distribution radiale du nombre de cavités dans l'isolant en PRC d'un câble en service de 154 kV (figure I.12).

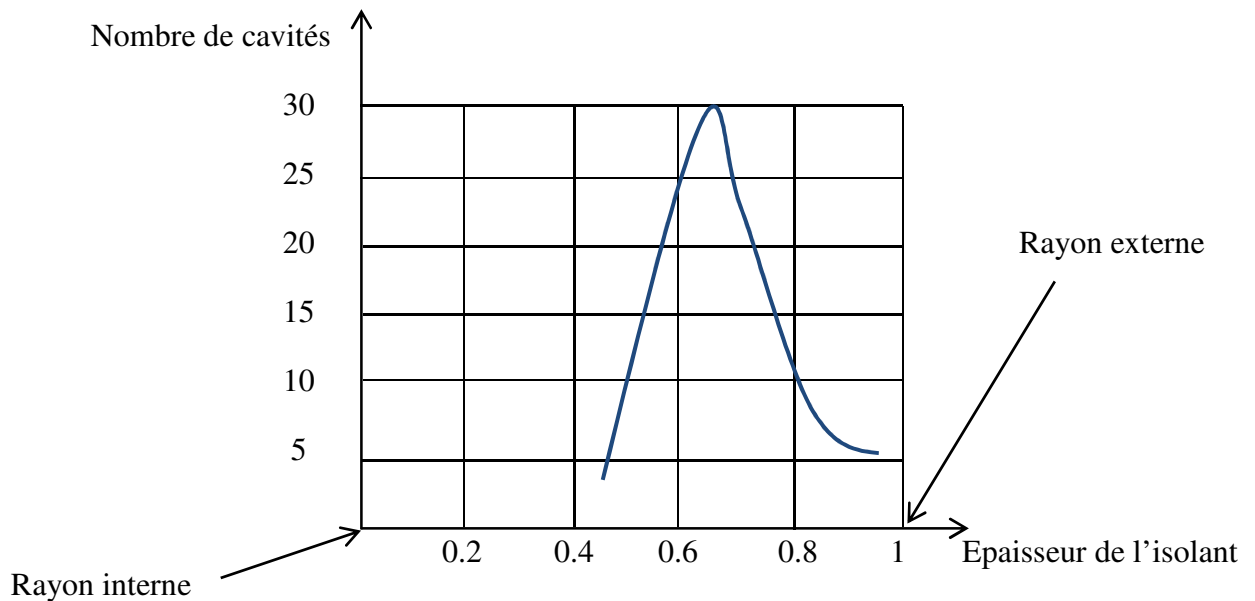


Figure I.12 : Répartition radiale des défauts dans l'isolation d'un câble en PRC de 154 kV [27].

Il faut noter qu'il est très difficile d'éliminer ces cavités. Cependant, il est possible de réduire le nombre par un dégazage du matériel ou par une extrusion à haute pression.

En rendant l'isolation hétérogène dans le domaine où elle se trouve, les cavités provoquent une distorsion locale des lignes du champ électrique. Dans le cas de cavités gazeuses, l'amplitude de cette distorsion dépend de la permittivité du gaz occlus, de la forme de la cavité, de sa taille et de sa position par rapport à l'âme du câble [28]. Les recherches faites sur la tenue diélectrique de l'isolation synthétique des câbles HT de tension alternative montrent que les cavités sont à l'origine de la rupture des matériaux diélectriques. Cette rupture peut être aussi causée par les contraintes mécaniques et thermiques [24].

Chapitre II

Décharge électrique dans les câbles de haute tension

I. Décharge électrique dans une cavité

Dans un isolant qui comporte des cavités, des décharges électriques peuvent se manifester pour une tension qui excède une valeur critique : on parle alors de décharges partielles. De nombreux chercheurs ont apporté leur contribution à l'étude de ce phénomène [29].

Ce chapitre a pour but d'illustrer succinctement les concepts importants liés aux phénomènes de décharges partielles. Ce travail traite le cas particulier des décharges partielles apparaissant dans les câbles de haute tension.

II. Décharges partielles

Le terme décharge partielle est défini par la norme IEC 60270 comme une décharge électrique localisée qui ne traverse que partiellement un isolant compris entre deux électrodes [30].

Les décharges partielles dans un diélectrique se produisent le plus souvent dans une cavité gazeuse contenue dans le volume de l'isolant : la permittivité du gaz étant très inférieure à celle du matériau environnant, un champ électrique aux bornes de la cavité est beaucoup plus important que celui existant au sein de l'isolant apparaît. Si ce champ excède la rigidité diélectrique du gaz contenu dans la cavité, une décharge partielle a lieu.

Si le dispositif est alimenté sous tension alternative, les décharges successives vont progressivement détériorer l'isolant solide, d'abord à la surface de la cavité, puis plus en profondeur, pouvant conduire finalement à un claquage du diélectrique. L'absence, ou la présence, de décharges partielles peut être contrôlée par des méthodes de détection, aussi bien pendant la fabrication que, sous certaines conditions, durant la mise en service de l'installation.

II.1. Classification de décharges partielles

Plusieurs classifications de décharges partielles ont été proposées. Ils varient suivant le critère de sélection utilisé. Ainsi par exemple, Kreuger [31] classe les décharges en fonction de leur localisation et définit ainsi quatre catégories (Figure II.1) :

1. Les décharges « internes »

Elles apparaissent aux endroits où la rigidité diélectrique est faible, par exemple, une cavité dans un isolant solide (figure II.1.a).

2. Les décharges « de surface »

Ce sont des décharges prenant naissance au point « triple » métal / isolant / air lorsqu'il y a un défaut (goutte d'eau, pollution, poussière..) et se développant en surface de l'isolant. Elles se manifestent lorsqu'un champ électrique tangentiel important existe à la surface d'un diélectrique (figure II.1.b).

3. Les décharges « couronne »

Elles prennent naissance dans le matériau aux endroits où le champ électrique est très renforcé (par exemple par un effet de pointe). La décharge est restreinte à une zone réduite entourant la pointe (figure II.1.c).

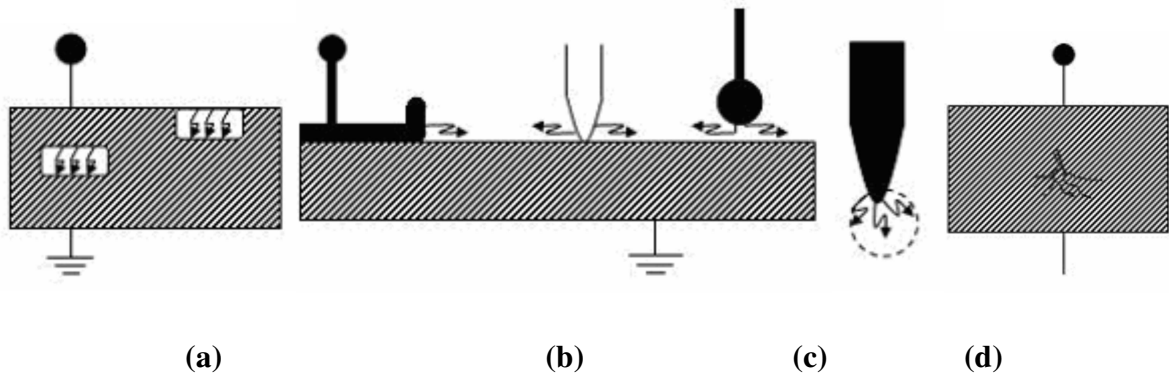


Figure II.1 : Décharges partielles : a) interne, b) de surface, c) couronne, d) en arborescence.

4. Les arborescences dans les isolants solides

Un « arbre électrique » prend naissance sur un défaut de l'isolation (figure II.1.d). Il y a ensuite croissance d'une structure ramifiée comprenant différentes branches qui sont le siège de décharges. Les arborescences constituent le phénomène de claquage à long terme. On peut les classer suivant deux catégories :

1. Les arborescences électriques.
2. Les arborescences électrochimiques.

II.2. Origines d'une décharge partielle

L'isolation d'un câble souterrain n'est jamais parfaite. Non seulement, on y trouve des défauts qui dérivent directement de la production du câble mais en outre, l'isolation vieillit inéluctablement.

Lorsqu'un câble est en service, son isolation est le siège de contraintes thermiques, électriques, mécaniques et enfin de contraintes liées à l'environnement [32]. Au cours du

temps, ces diverses contraintes (Tableau II.1) engendrent des modifications irréversibles de l'isolant. On parle généralement d'un vieillissement intrinsèque du câble concerné, au cours duquel l'isolation se dégrade de façon homogène.

Thermique	Electrique	Environnement	Mécanique
–Température maximale –Température ambiante – Gradient thermique – Cycle thermique	–Tension (alternative, continue) – Courant – Fréquence – Impulsions	–Gaz (air, O ₂) – Humidité – Eau – Corrosion	– Flexion – Traction – Torsion – Vibrations

Tableau II.1: Facteurs affectant, au cours du temps, l'isolation d'un câble souterrain [32].

En d'autres termes, les contraintes électriques sont accrues au niveau des imperfections qui, en outre, résistent moins bien que l'isolant. Par conséquent, les décharges partielles apparaissent inévitablement au sein de ces défauts d'isolation. C'est d'ailleurs là tout l'intérêt de l'étude des décharges partielles puisque celles-ci révèlent la présence d'imperfections dans l'isolant du câble et en reflètent donc indirectement la qualité.

II.3. Phénomène de décharge partielle

Les décharges partielles [33] sont dues à un processus d'ionisation induit par le champ électrique extérieur. Ce processus s'interprète physiquement par un phénomène d'avalanche électronique. La physique de ce phénomène est relativement complexe, remarquons que le champ électrique local doit excéder une valeur critique $E_{critique}$ pour que le phénomène d'avalanche puisse s'enclencher.

En résumé, pour que le phénomène d'avalanche puisse avoir lieu, il faut que les deux conditions suivantes soient vérifiées.

- 1 – Un électron germe est disponible pour déclencher l'avalanche.
- 2 – Le champ électrique local dépasse un certain seuil critique.

II.3.1. Electrons germes

Il n'est pas inutile de se rappeler l'origine des électrons germes, présents par exemple au sein d'une cavité d'un isolant [33]. Nous pouvons entre autres distinguer :

- Les radiations ionisantes provenant du rayonnement ambiant.
- Les phénomènes de surface : les surfaces de la cavité concernée émettent des électrons.

L'intensité de cette émission [33] est supposée augmenter exponentiellement avec le champ électrique appliqué. De plus, elle dépend d'autres facteurs, parmi lesquels la nature de l'isolant, la rugosité de surface de la cavité, la polarité de cette surface mais surtout la concentration de charges laissées sur les surfaces par les décharges partielles qui y sont précédemment apparues.

- On ne peut jamais exclure une radioactivité naturelle (très faible évidemment).

Ces différents mécanismes peuvent intervenir séparément ou collectivement, leur importance respective dépendant de la géométrie et des conditions du défaut, du champ électrique appliqué et du stade de dégradation. La présence de ces électrons libres peut d'ailleurs être considérée comme un processus stochastique auquel on associe en pratique un décalage temporel Δt_{lag} (time lag). On définit cette variable stochastique comme le temps qui s'écoule entre le moment auquel le champ électrique local (dans une cavité par exemple) atteint sa valeur de claquage théorique et le moment auquel l'effet d'avalanche se déclenche réellement. Il est évident que plus la concentration d'électrons germes augmente et plus Δt_{lag} diminue.

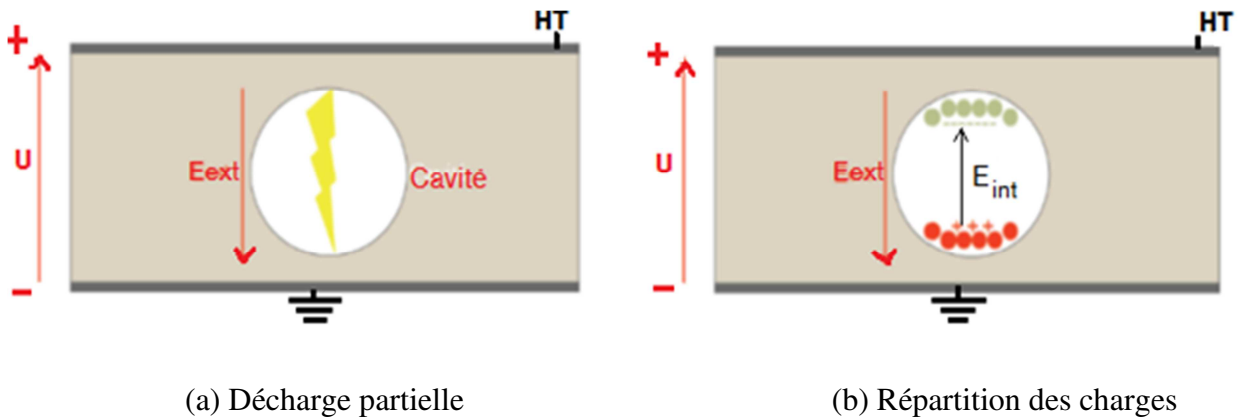


Figure II.2 : Mécanisme de décharge partielle.

II.3.2. Phénomène d'avalanche électronique

Le processus d'avalanche débute avec des électrons germes qui sont accélérés par le champ électrique extérieur E_{ext} . Un électron libre, placé dans un champ électrique, est de plus en plus accéléré sous l'effet du champ électrique par l'action de la force électrostatique: $\vec{F} = q\vec{E}_{ext}$ (q étant la charge de l'électron). Il parvient ainsi à gagner une énergie suffisante pour ioniser par collisions des particules neutres, donnant naissance à des ions positifs et à de nouveaux électrons. Ce phénomène est caractérisé par un coefficient α appelé coefficient d'ionisation (ou

premier coefficient de Townsend). Ce coefficient représente le nombre de paires électron-ions produites par centimètre de parcours d'un électron dans la direction du champ électrique. Chaque électron nouvellement créé contribue à son tour, par ionisation par collisions au cours de son déplacement vers l'anode, à la création d'une avalanche électronique qui peut conduire, sous certaines conditions au claquage du gaz [34].

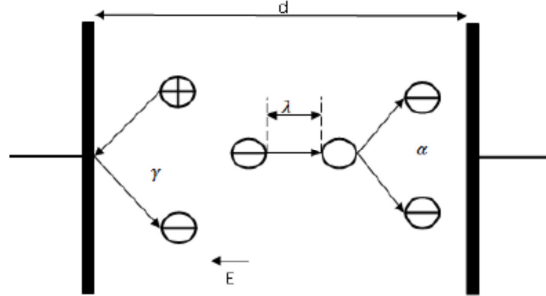


Figure II.3 : Processus d'émission et d'ionisation dans une décharge électrique [34].

L'effet d'avalanche entraîne une répartition de charges similaires à celle illustrée à la figure II.2. A cette accumulation de charges, on peut associer un champ électrique E_{int} qui compense le champ extérieur E_{ext} , ce phénomène porte le nom de relaxation. Lorsqu'une décharge survient, l'amplitude du champ électrique local $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{ext} + \vec{E}_{int}$ s'écroule suite au phénomène de relaxation. Notons ΔE la chute de ce champ électrique :

$$\Delta \vec{E} = \vec{E}(t^+) - \vec{E}(t^-) \quad (II.1)$$

où (t^+) et (t^-) représentent respectivement le moment auquel débute la décharge et le moment auquel elle se termine. Niemeyer [33] a montré que l'amplitude q de la décharge partielle associée est proportionnelle à ΔE .

$$q \propto \Delta \vec{E} \quad (II.2)$$

La figure II.4 représente l'évolution du champ électrique extérieur E_{ext} (proportionnel à la tension appliquée) et celle du champ électrique total E_{tot} . Notons E_{crit} le champ électrique théorique de claquage et E_{res} le champ électrique résiduel à la suite d'une décharge. Enfin, rappelons que Δt_{lag} représente le décalage temporel, variable stochastique dépendant de la disponibilité d'électrons germes. Lors de la période représentée à la figure II.4 surviennent trois décharges partielles. A chacune des décharges est associée une chute du champ électrique E_{tot} .

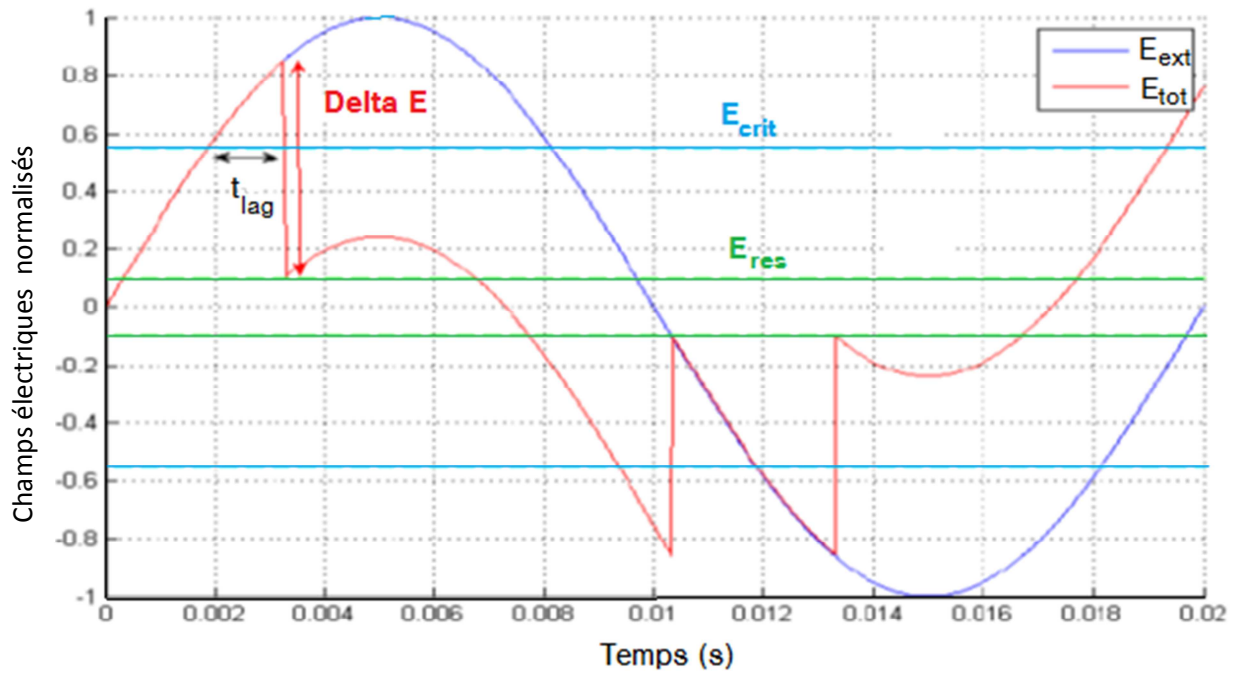


Figure II.4 : Evolution des champs électriques au cours du temps.

Lorsque le champ électrique total E_{tot} s'effondre, sa valeur chute en très peu de temps (de l'ordre de la ns). Cette variation transitoire importante du champ électrique induit entre les électrodes, disposées de part et d'autre de l'isolant, une pulsation de courant $i_{ind}(t)$. D'après S.Boggs [35], le temps de montée de ce pulse est de l'ordre de la ns. Quant à la fréquence qui y est associée, elle s'élève à quelques centaines de MHz, voire 1GHz. Le signal de décharge partielle (sous la forme d'une impulsion de courant et de tension) peut alors se propager vers les deux extrémités du câble concerné. Enfin, remarquons que la répartition des charges représentée sur la figure II.2.b (faisant suite à une décharge partielle) n'est que transitoire. D'une part, ces charges peuvent diffuser dans l'isolant et d'autre part, elles peuvent se recombiner entre elles. Il s'en suit que le champ électrique E_{int} n'est pas constant mais suit plutôt une loi du type [34]:

$$E_{int}(t) = E_{int}(t_0).exp^{\frac{-t}{\tau}} \quad (II.3)$$

où :

t_0 : instant marquant la fin d'une décharge,

τ : constante de temps,

t : temps.

II.4. Nombre de décharges

Garton [36] indique que dans 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 [37]. Dans le cas d'une isolation comportant une vacuole unique, soumise à un champ alternatif, Bui Ai [38] a montré que ce nombre par seconde s'exprime par la relation suivante :

$$n = 4f \frac{V_c - U_e}{U_i - U_e} \quad (\text{II.4})$$

avec :

f : fréquence de la tension appliquée

V_c : tension au borne de la vacuole

U_e : tension d'extinction

U_i : tension d'amorçage.

II.5. Energie de décharges partielles

On peut calculer l'énergie E dissipée par une décharge se produisant dans une cavité [39]:

$$E = Q_r(V_a - V_e) \quad (\text{II.5})$$

avec :

Q_r : charge réelle de la décharge,

V_a : tension d'allumage de la décharge,

V_e : tension d'extinction de la décharge.

Cependant les grandeurs Q_r , V_i et V_e n'étant pas accessible à la mesure, il est généralement impossible de mesurer l'énergie d'une décharge prise individuellement. On utilise alors l'expression suivante [39]:

$$E_T = \sum_{t=0, i=1}^{T, N} U_i \cdot Q_i \quad (\text{II.6})$$

E_T : énergie des décharges

$U_i = U(t_i)$: tension au borne de l'objet en essai à l'instant à la décharge

Q_i : la charge apparente de la $i^{\text{ème}}$ décharge

N : nombre de décharge pendant le temps T

T : temps d'application de la tension à l'isolant

t_i : temps où se produit la $i^{\text{ème}}$ décharge.

Le calcul de l'énergie des décharges consiste à l'addition des produits élémentaires U_i, Q_i sur un nombre entier de périodes de la tension d'alimentation, en tenant compte du signe.

III. Loi de Paschen

Dans le cas d'un champ électrique uniforme ($E=V/d$) et d'un potentiel satisfaisant l'équation de Laplace ($\nabla^2 \phi = 0$), on peut déduire une équation qui lie la valeur de la tension de claquage à la pression du gaz et à la distance inter électrode pour obtenir la relation connue et dite « la loi de Paschen ». Cette loi [40] indique que la tension d'apparition d'un arc électrique dans un gaz est une fonction non linéaire du produit $p.d$ (pression x distance) :

$$U_c = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{\ln\left(\frac{\gamma+1}{\gamma}\right)}\right)} \quad (\text{II.7})$$

Si le champ électrique n'est pas perturbé par des charges d'espace, la tension de claquage dépendra uniquement du produit $p.d$:

$$U_c = f(p.d) \quad (\text{II.8})$$

avec :

γ : deuxième coefficient de Townsend qui est le nombre d'électrons secondaires émis par ions incidents. Ce coefficient dépend de la densité du gaz, de l'énergie acquise par les ions, autrement dit du champ réduit, mais également de la nature des électrodes.

p : pression exprimée en Torr.

A et B : deux constantes exprimées respectivement en $\text{Torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ et $\text{V.Torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

Le tableau II.2 présente les valeurs A et B déterminées expérimentalement pour chaque gaz, elles sont considérées constantes sur un domaine de champ réduit E/p .

E/p : le champ réduit exprimé en $\text{V.Torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

Gaz	A (Torr ⁻¹ .cm ⁻¹)	B (V.Torr ⁻¹ .cm ⁻¹)	Domaine de validité (V.Torr ⁻¹ .cm ⁻¹).
H ₂	5	130	150-600
N ₂	12	342	100-600
CO ₂	20	466	500-1000
Air	15	365	100-800
H ₂ O	13	290	150-1000
HCl	25	380	200-1000
He	3	34	20-150
Ne	4	100	100-400
Ar	14	180	100-600
Kr	17	240	100-1000
Xe	26	250	200-800
Hg	20	370	200-600

Tableau II.2 : Constantes A et B pour différents gaz, et gammes de E/p [41], (où la formule est valide).

Cette loi, valable pour une température constante, est présentée par des courbes dites de Paschen déterminées expérimentalement. La Figure II.5 montre les courbes de Paschen pour les gaz N₂, He, H₂, Ne, air et Ar.

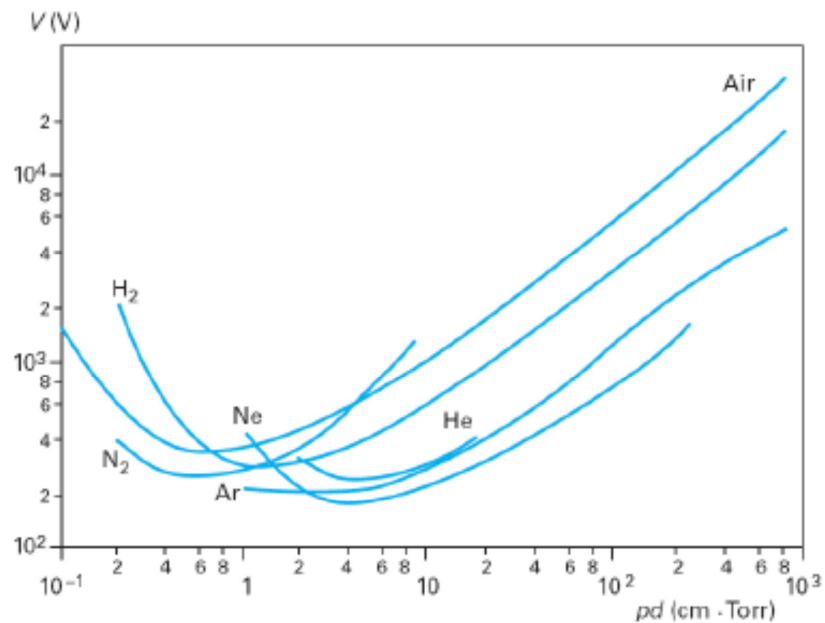


Figure II.5 : Courbe de Paschen pour quelques gaz simples [42].

III.2. Récurrence des décharges partielles.

III.2.1. Décharges internes

Le comportement des décharges internes peut être présenté par le circuit équivalent composé de 3 condensateurs notés a, b et c (Figure II.6).

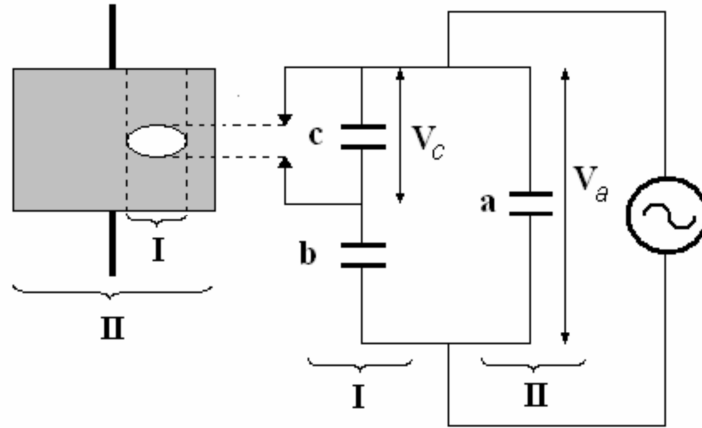


Figure II.6 : Modèle classique des capacités équivalentes d'un diélectrique avec une cavité interne [43].

- c : capacité de la cavité qui est en parallèle avec un éclateur. Lorsque la tension de claquage de la cavité est atteinte, l'éclateur se met en court-circuit
- b : capacité du diélectrique sans décharges partielles en série avec la cavité
- a : capacité équivalente de l'isolant en parallèle avec a et b. Cette capacité correspond à la partie saine de l'isolant
- V_a : tension appliquée aux bornes du diélectrique
- V_c : tension aux bornes de la cavité.

Dans l'hypothèse où il n'y a pas de claquage dans le condensateur c, si une tension alternative V_a est appliquée sur le diélectrique, une tension V_{co} apparaît à travers la cavité, on a :

$$V_{co} = \frac{b}{c+b} V_a \quad (\text{II.9})$$

Lorsque la tension dans la cavité V_c dépasse une certaine valeur critique U^+ (tension d'ignition), une décharge partielle apparaît. V_c chute à une valeur d'extinction V^+ et la décharge disparaît. Cette chute de tension se produit sur une durée très courte (quelque nano-secondes) par rapport à la période de la tension sinusoïdale appliquée (50 Hz). Ensuite, la tension aux bornes de la cavité augmente à nouveau, et s'effondre lorsque la valeur U^+ est atteinte, une nouvelle

décharge se produit. Ce phénomène perdure jusqu'à ce que la tension appliquée V_a n'augmente plus (phase $\varphi = 90^\circ$). Le même phénomène se produit pendant l'alternance négative (arrêt des décharges à 270°) avec des seuils d'apparition et d'extinction de décharges à U^+ et V^+ . Ces décharges dans la cavité produisent des impulsions de courant rapides (quelques nano-secondes) dans l'échantillon et le circuit externe (Figure II.7).

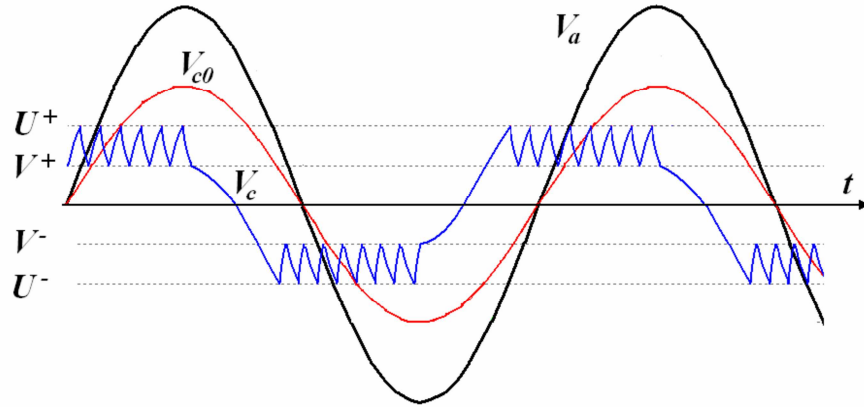


Figure II.7 : Récurrence des décharges partielles dans une cavité [43].

III.2.2 Caractéristiques des décharges partielles

Comme nous l'avons vu précédemment, une décharge partielle se manifeste sous la forme d'une impulsion de courant et de tension. Il est d'usage de modéliser cette pulsation sous la forme d'un signal exponentiel amorti (Damped Exponential Pulse) ou d'un signal oscillatoire amorti (Damped Oscillatory Pulse). L'expression de ces signaux représentés à la figure II.8, est donnée par [44]:

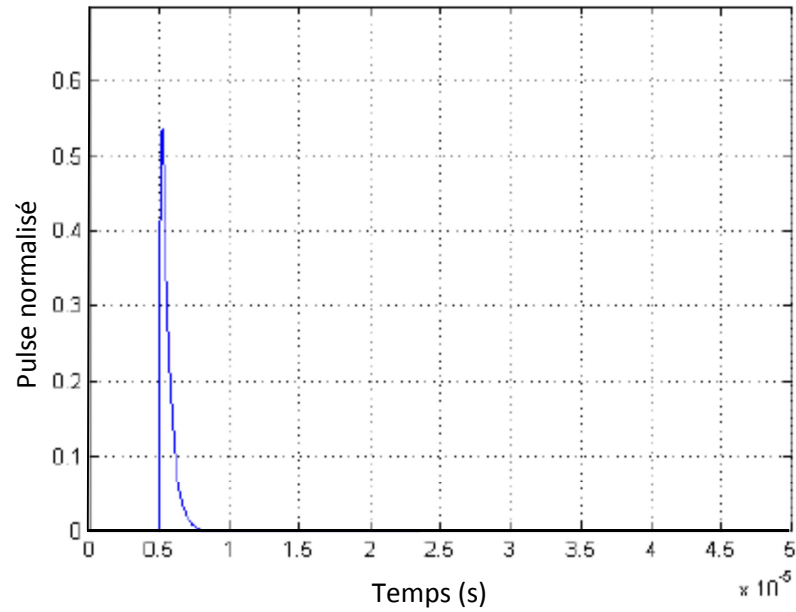
$$DEP(t) = A \left(\exp^{-t/t_1} - \exp^{-t/t_2} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$DOP(t) = A \sin(2\pi f_c t) \left(\exp^{-t/t_1} - \exp^{-t/t_2} \right) \quad (\text{II.11})$$

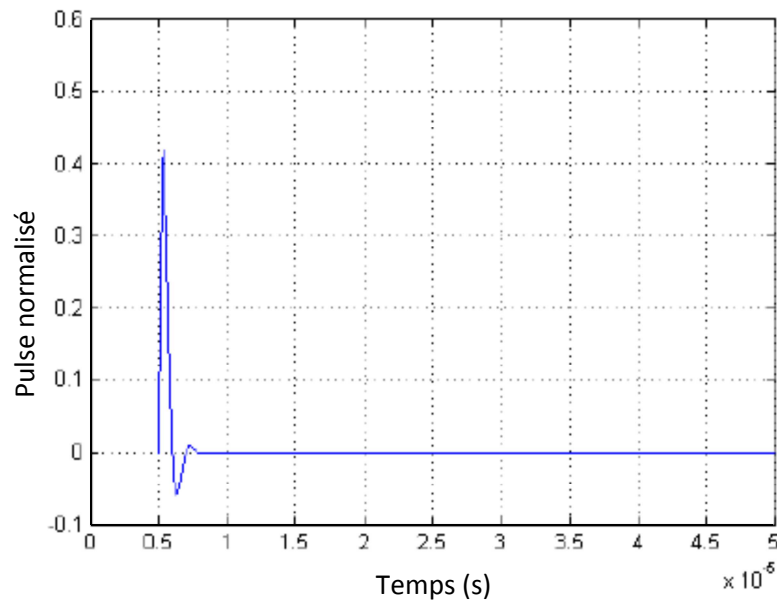
où A est la valeur de pic de l'impulsion, t_1 et t_2 sont deux constantes de temps à partir desquelles on peut calculer le temps de montée, la durée du pulse et enfin f_c est la fréquence d'oscillation de DOP . En pratique, on utilise l'un ou l'autre modèle en fonction du circuit de détection de décharge partielle utilisé [44, 45]. Ainsi, on préfère un signal DEP pour un circuit de détection RC (du premier ordre) tandis qu'on opte plutôt pour un signal DOP pour un circuit RLC (du second ordre).

a. Temps de montée et durée

Selon [35], le temps de montée d'un pulse de décharge partielle est de l'ordre de la ns. Quant à la fréquence qui y est associée, elle s'élève à quelques centaines de MHz, voire 1 GHz. La durée d'un pulse peut atteindre la μ s.



(a) $DEP(t)$: signal exponentiel amorti.



(b) $DOP(t)$: signal oscillatoire amorti

Figure II.8 : Signaux modélisant les décharges partielles [35].

b. Amplitude

L'amplitude réelle d'une décharge partielle ne peut pas être mesurée directement. Comme nous l'avons vu par contre, une décharge partielle survenant au cœur de l'isolant induit, sur les électrodes disposées de part et d'autre de cet isolant, une pulsation de courant $i_{ind}(t)$ libre de se propager. L'amplitude de ce courant induit dépend de nombreux facteurs tels que la direction relative de la décharge partielle par rapport aux électrodes, de la position du défaut dans l'isolant [46], de l'importance du défaut, etc. La norme IEC 60270 préconise donc d'utiliser plutôt une quantité appelée charge apparente dont l'expression est donnée par la formule (II.13). On l'exprime souvent en pC (ou nC).

$$Q_{app} = \int i_{int}(t) dt \quad (II.13)$$

où : $i_{int}(t)$ est le courant mesuré par l'appareil de mesure.

La charge apparente se définit donc comme la charge qui, si elle était injectée directement entre les électrodes de l'objet testé, conférerait à l'instrument de mesure une valeur qui correspond à l'intégrale du pulse de courant réellement injecté. Il est à noter qu'en préalable à toute mesure de décharge partielle, un système de détection doit être étalonné. Cette phase de calibration consiste à injecter des pulses de courant dont l'amplitude (la charge) est connue.

D'autre part, l'amplitude d'une décharge est à mettre en relation avec le défaut qui en est l'origine. Par conséquent, la charge apparente Q_{app} s'avère être d'un grand intérêt pour se faire une idée du défaut de l'isolation. Par exemple, la figure II.9 montre l'évolution de la charge apparente d'une décharge partielle en fonction de la taille de la cavité où elle survient.

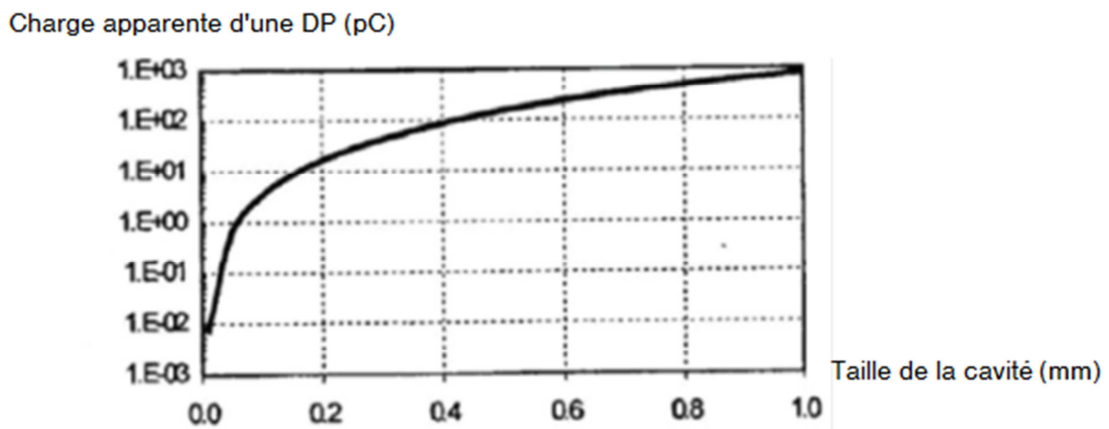


Figure II.9 : Evolution de la charge apparente d'une DP en fonction de la taille de la cavité origine pour un câble XLPE (15 kV) [47].

IV. Modèle des décharges en vacuole

Les isolants solides contiennent des petites cavités, appelés vacuoles; remplies de gaz ou généralement de l'air (figure II.10). Ces cavités se trouvent à l'intérieur de l'isolant ou à sa surface. A des potentiels relatifs faibles, le gaz à l'intérieur des vacuoles est ionisé et les décharges électriques apparaissent. Ces dernières conduisent à l'échauffement local du matériau entourant la vacuole, et constituent la cause de la dégradation du matériau (vieillissement de l'isolant, et sa détérioration)

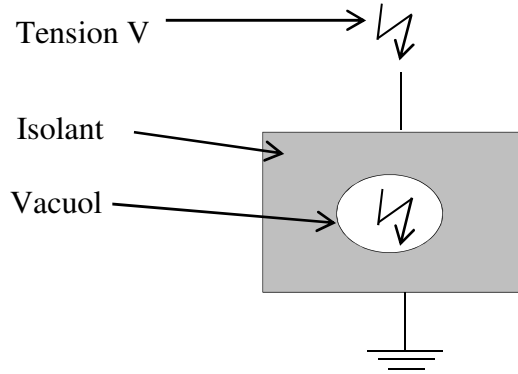


Figure II.10 : Objet en essai avec une vacuole.

Ces vacuoles peuvent aussi avoir lieu en présence d'oxydants, de chocs mécaniques et de chocs thermiques. La vacuole remplie d'air a en général une permittivité plus petite que celle du matériau diélectrique qui l'entoure, par conséquent pour un champ électrique E donné, le champ E_c dans la cavité sera élevé, tel que :

$$\frac{E_c}{E} = K \quad (\text{II.14})$$

K : est un facteur (> 1) qui dépend du rapport des permittivités et de la forme de la cavité. Pour illustrer le phénomène des décharges partielles internes, on considère une plaque diélectrique d'épaisseur d , à l'intérieur de laquelle se trouve une cavité en forme de disque plat de rayon r , d'épaisseur d_l et d'aire A (figure II.11).

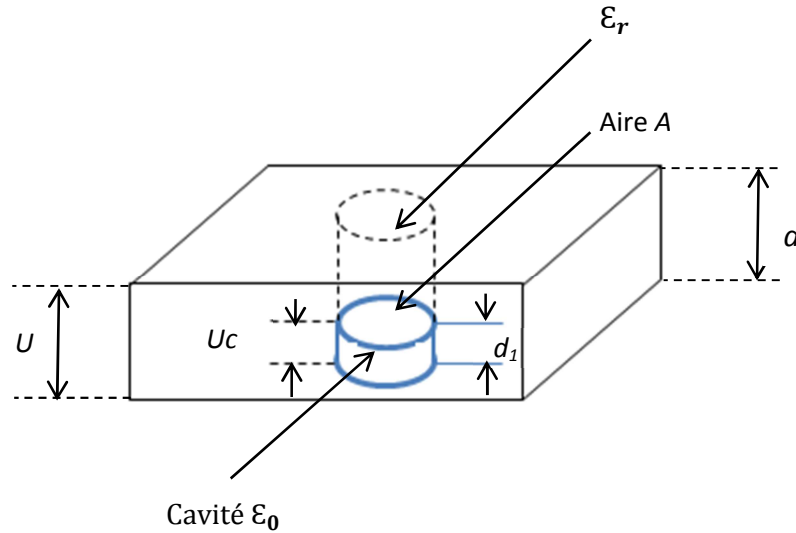


Figure II.11 : Cavité idéale en forme de disque plat dans un diélectrique.

La formule de la tension U_1 aux bornes de la cavité gazeuse est donnée comme suit :

$$U_c = \frac{U}{1 + \frac{1}{\epsilon_r} \left(\frac{d-d_1}{d_1} \right)} \quad (\text{II.15})$$

U : étant la tension aux bornes de la plaque isolante,

ϵ_r : permittivité relative du diélectrique.

Si E_c est le champ de claquage dans la cavité, la tension limite d'apparition des décharges sur la plaque sera donc :

$$U = E_c d_1 \left(1 + \frac{1}{\epsilon_r} \left(\frac{d-d_1}{d_1} \right) \right) \quad (\text{II.16})$$

avec : $U_c = E_c d_1$ est la chute de tension dans la cavité.

V. Détection d'une décharge partielle

La détection d'une décharge partielle n'est pas une tâche aisée. Il convient tout d'abord de préciser les conditions d'expérience selon lesquelles les décharges partielles sont excitées. D'autre part, la détection d'une décharge partielle ne peut se faire sans un capteur capable d'extraire judicieusement les signaux provenant des décharges partielles. La conception de ce capteur est loin d'être triviale. Il devra notamment être sensible aux hautes fréquences (fréquences des décharges partielles) tout en restant indifférent à la fréquence du réseau (50Hz).

V.1. Méthodes standardisées pour le diagnostic des câbles

A priori, on peut envisager d'exciter les décharges partielles de deux façons fondamentalement différentes.

➤ Mesure Off-line

Elle consiste à déconnecter le câble du réseau et le tester off-line (lorsqu'il n'est pas en service). Un générateur extérieur est utilisé pour mettre le câble sous tension et pour exciter de la sorte les décharges partielles. Le recours à un générateur extérieur permet de faire varier le niveau de tension U lors d'un essai. En pratique, on peut s'équiper soit d'un générateur à la fréquence du réseau (50 Hz), soit d'un générateur à très basse fréquence (0,1 Hz par ex) [48].

➤ Mesure On-line

Dans ce cas, le câble n'est pas déconnecté du réseau. Il reste donc en service lors de son diagnostic. Inutile de préciser que le niveau de tension et la fréquence sont imposés par le réseau ($f = 50$ Hz). Si on compare ces deux méthodes, on ne peut s'empêcher de mettre en exergue les avantages indéniables d'une mesure on-line [49].

- Puisqu'il n'est pas nécessaire de déconnecter le câble du réseau, on peut le tester sans interrompre la puissance qu'il transite. Par conséquent, cette mesure n'occasionne aucune perturbation sur le réseau.
- Le câble est testé dans ses conditions exactes de fonctionnement.
- Pour un câble donné, on peut suivre l'évolution des décharges partielles qui y règnent. Dans cette optique, une augmentation anormale de l'activité des décharges partielles s'apparente à un signe précurseur de la fin de vie du câble concerné. En détectant cette transition, on peut prévoir au moment opportun la maintenance (voire le remplacement) de ce câble.

Malgré ses avantages, la mesure on-line de décharge partielle souffre d'un inconvénient majeur. Elle est en effet toujours polluée par de nombreuses interférences électromagnétiques, parmi lesquelles les signaux émis par les stations de radio, de TV, de télécommunication, . . . Détecter un signal de décharge partielle parmi tant de bruit devient donc une mission extrêmement délicate. Pour reconnaître une décharge partielle des interférences, l'outil le plus efficace reste le traitement de signal qui permet de supprimer, tant que faire se peut, le bruit parasite [44].

V.2. Types de capteur

A priori, tout capteur sensible aux hautes fréquences pourrait être utilisé pour détecter des décharges partielles. En particulier, on peut sans peine élaborer un capteur établissant soit un couplage capacitif soit un couplage inductif avec le matériel à tester. Nous abordons de façon non exhaustive les différents types de capteur qui sont fréquemment employés dans la pratique pour la détection des décharges partielles.

a. Capteur capacitif

Comme l'illustre la figure II.12, une capacité C_k de couplage (capable de tenir la haute tension) est connectée directement au terminal sous tension de l'objet testé. S'il s'agit d'un câble souterrain, la capacité sera connectée directement au conducteur de phase. Par son impédance élevée à basse fréquence et faible à haute fréquence ($Z_c = \frac{1}{j\omega C}$), la capacité C_k se comporte tel un filtre ne laissant passer que les décharges partielles provenant de l'appareil à tester. En effet, C_k s'apparente à un circuit ouvert à la fréquence du réseau tandis que son impédance est faible à la fréquence des décharges partielles.

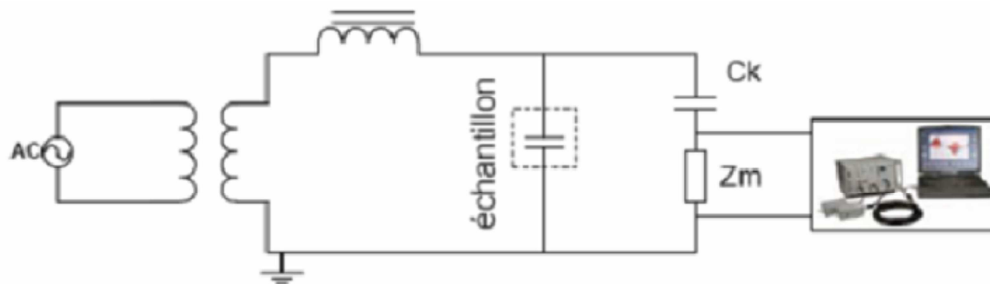


Figure II.12 : Capteur capacitif permettant la détection de décharges partielles provenant d'un échantillon [50].

Lorsque le courant transitoire créé par une décharge partielle s'écoule dans la branche de détection, il traverse une impédance de mesure Z_m . Il crée une brusque variation de tension aux bornes de Z_m qui peut être détectée par un système d'acquisition adéquat.

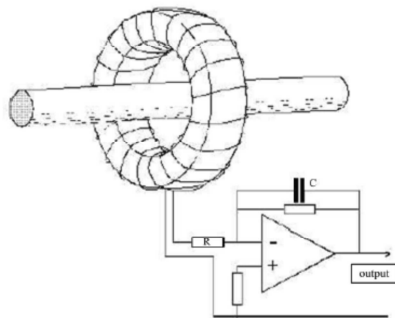
Ce type de capteur est fréquemment utilisé pour des mesures off-line. Par contre, on ne peut résolument pas envisager son utilisation pour des mesures on-line. En effet, pour des raisons de sécurité évidentes, il est préférable d'assurer une isolation galvanique entre le capteur et la tension du réseau en mode on-line. Or, dans le cas du capteur capacitif, C_k doit être directement raccordé à la haute tension et n'assure par conséquent aucune protection.

b. Capteur inductif

Parmi les capteurs inductifs, un transformateur d'intensité haute fréquence (TIHF) pourrait être utilisé pour détecter les décharges partielles. Son fonctionnement est très simple. Dans un câble souterrain, une décharge partielle se manifeste par une pulsation de courant qui se propage dans l'écran conducteur de ce câble. Or, cet écran conducteur doit être relié à la terre. L'utilisation d'un TIHF autour de cette connexion de terre permet de capter ces pulses de courant haute fréquence (Hf).

Un autre exemple bien connu de capteur inductif est la bobine de Rogowski, fréquemment utilisée en pratique [49]. La bobine de Rogowski est un bobinage dans l'air placé autour d'un conducteur (figure II.13.a), de telle manière que le champ magnétique produit par le courant de décharge partielle génère aux bornes de cette bobine une tension proportionnelle à la dérivée du courant. Il suffit alors d'intégrer cette sortie pour retrouver le courant de décharge partielle. Par conception, la tension de sortie ne dépend pas fondamentalement du centrage de la bobine autour du conducteur. De même, la technologie employée pour réaliser le bobinage réduit au minimum l'influence des courants et des champs magnétiques extérieurs.

Les capteurs inductifs jouissent d'un avantage indéniable vis-à-vis des capteurs capacitifs, ils assurent une isolation galvanique. Alors que les capteurs capacitifs sont souvent utilisés pour des mesures off-line, les capteurs inductifs sont largement préférés pour des mesures on-line. La figure II.13 en illustre quelques exemples.



(a) Bobine de Rogowski



(b) Transformateurs de courant

Figure II.13 : Capteurs inductifs [44].

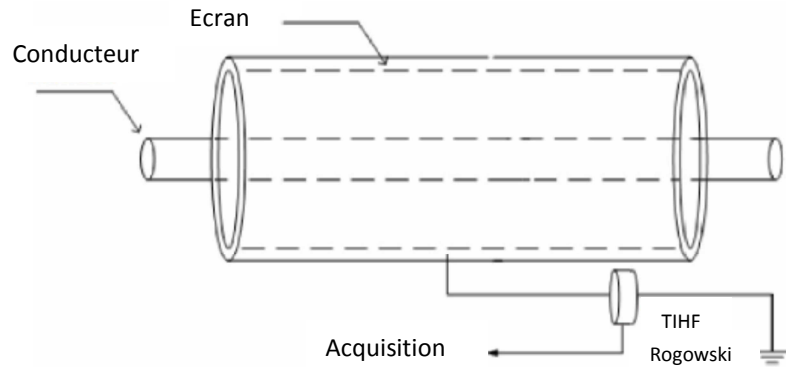


Figure II.14 : Montage d'un capteur inductif.

c. Autres capteurs

Il existe également des capteurs exploitant d'autres caractéristiques de décharges partielles telles que leurs émissions électromagnétiques, leurs émissions sonores,...etc. Par exemple, les émissions électromagnétiques d'une décharge peuvent être détectées à l'aide d'une antenne radio. Celle-ci est généralement réglée sur la plage (5 : 100) MHz [44]. Autre exemple, si la décharge apparaît à la surface de l'isolant, le flux d'électrons résultant crée une onde de pression, qui peut être détectée par un capteur acoustique.



(a) Capteur acoustique et son amplificateur



(b) Antenne radio et son analyseur

Figure II.15 : Autres capteurs [44].

Chapitre III

Dégradation des câbles électriques de transport d'énergie par décharges partielles

I.1. Dégradation des isolants par décharges partielles [51]

La dégradation des isolants par décharges partielles est connue depuis longtemps. En effet, il est certain que les méfaits causés par ces décharges dans les câbles électriques, alternateurs, moteurs, condensateurs et transformateurs ont préoccupé les utilisateurs. Quel que soit le soin apporté à la mise en œuvre d'un système d'isolation, il existe des cavités gazeuses dont les parois sont constituées soit par le seul isolant, soit par le matériau et une partie conductrice. Il est difficile de connaître par une mesure directe leur volume et la pression qui y règne. Cette dernière dépend des conditions de préparation de l'isolation qui font souvent appel au dégazage par application d'une dépression de quelques torrs, parfois une suppression de quelques dizaines de pascals. De plus, les cavités qui sont formées lors de la polymérisation du matériau présentent des caractéristiques variables selon la profondeur à laquelle elles se situent dans le mur isolant. L'étude de l'effet des défauts sur les propriétés de matériaux diélectriques est nécessaire afin d'améliorer la fiabilité de ces derniers.

I.2. Dégradation de câble

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 par arborescence électrique (figure III.1) [52].

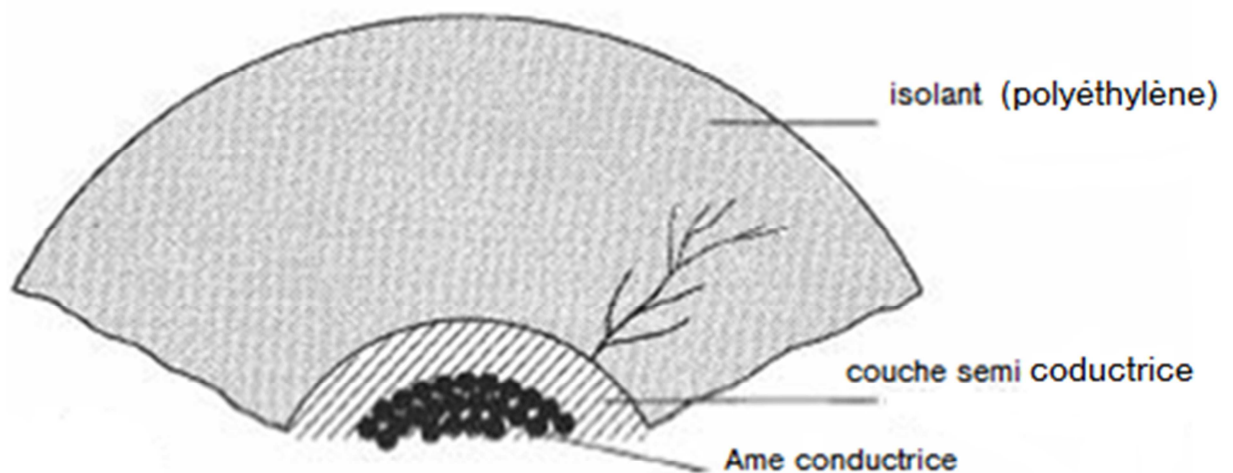


Figure III.1 : Arborescence dans l'isolant d'un câble.

I.3. Effets des décharges partielles [28]

Les effets et les transformations chimiques que causent les décharges provoquent la dégradation d'un matériau et conduisent le plus souvent à sa défaillance à la suite de l'un des processus suivants :

- Propagation à travers le matériau de canaux microscopiques ou arborescence électrique.
- Echauffement cumulatif par les décharges.

I.4. Mécanisme de détérioration d'un isolant renfermant des cavités

I.4.1. Points chauds

A cause des pertes énergétiques très localisées que les décharges engendrent, il peut apparaître des élévations de température aux points concernés [28].

I.4.2. Erosion

Dans les cavités gazeuses d'un l'isolant, les décharges partielles accélèrent l'érosion. Le bombardement ionique provoque une attaque mécanique des parois des vacuoles. Suivant le même principe, il peut également y avoir dépôt de composés cristallins. Ainsi, une surface à l'origine lisse peut rapidement devenir irrégulière et propice à la formation de canaux de décharges partielles [28].

I.4.3. Réaction chimique

Pour les cavités d'air, il y a production de monoxyde d'azote (NO) qui, combiné avec l'humidité, produit l'acide nitrique (HNO₃). Cette réaction peut, de plus, être accélérée par les radiations hautes fréquences émises pendant l'ionisation [28].

I.4.4. Injection de porteurs de charges

Les électrons qui pénètrent dans le matériau sont piégés. Il peut alors en résulter une conduction électronique non négligeable. Il a été démontré, dans le cas des films de polyéthylène, que la pénétration des électrons peut provoquer une telle conductivité que l'isolation devient rapidement instable [28]. Les électrons créent des canaux de décharges partielles à l'intérieur de l'isolant, et peuvent conduire à un claquage complet.

II. 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.). Le vieillissement électrique est défini comme tout changement des propriétés du matériau qui affecte ses fonctions d'isolation soumise à un champ électrique [53]. 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 [1]. 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. Cette durée de vie dépend également de la configuration des contacts électriques qui contrôlent en partie les phénomènes de décharges électriques et d'injection de charges qui peuvent être impliqués durant la dégradation. 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 III.2 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.

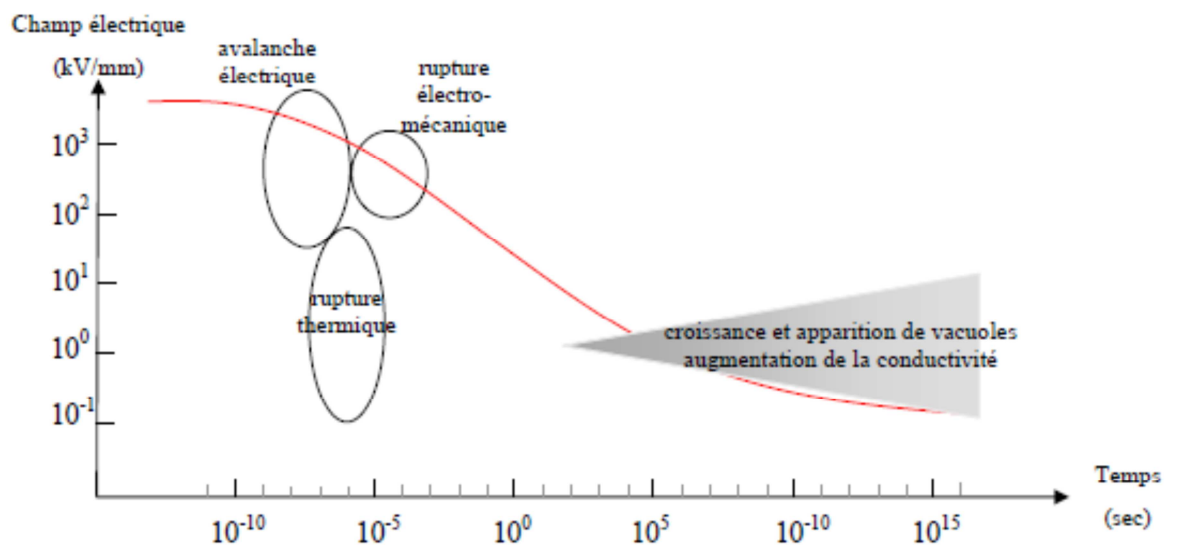


Figure III.2 : Caractéristique champ électrique en fonction du temps [54].

Plusieurs processus sont évoqués allant du phénomène de rupture à temps court jusqu'aux phénomènes de rupture à temps long. Chaque processus sera expliqué succinctement. 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 [1].

II.1. Rupture à court terme [1]

Trois cas de rupture à court terme sont évoqués dans la caractéristique de la figure III.2 :

- 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 électronique : il y a un développement d'une instabilité électronique très rapide dans laquelle sont impliqués les porteurs de charge.
- La rupture électromécanique : elle est due à l'apparition d'une force de compression provoquant la diminution de l'épaisseur du matériau et conduisant à une augmentation du champ électrique créant la rupture.

a. Rupture thermique

En 1922 WAGNER formula la première théorie du claquage thermique et donna l'expression suivante : « Lorsque un isolant n'a plus la capacité d'évacuer la chaleur produite par l'augmentation de la conduction électrique et les pertes diélectriques, il y apparaît un point chaud, l'échauffement auto-extensif localisé provoque une destruction du matériau puis le claquage s'ensuit » [28]. 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 [55]. L'augmentation de la température à l'intérieur de l'isolant est provoquée par deux procédés [28]:

1. En présence d'un champ électrique, l'existence des porteurs de charges dans l'isolant implique celle d'un courant de conduction qui peut conduire à l'échauffement de cet isolation par effet Joule.
2. Quand il est soumis à un champ électrique, le diélectrique présente des phénomènes de relaxation à cause de la polarisation, ce qui engendre des pertes qui contribuent à leur tour à l'échauffement de l'isolant.

L'équilibre entre la dissipation thermique et l'énergie prise au champ est décrit par l'équation thermique [1]:

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(K \cdot \vec{\nabla} T) = \sigma \cdot E^2 \quad (\text{III. 1})$$

avec :

C_v : chaleur spécifique de l'isolant ($\text{J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$)

K : conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$)

T : température ($^{\circ}\text{C}$)

σ : conductivité électrique (s.m^{-1})

t : temps (s)

E : champ électrique appliqué (kV/cm)

Le terme $(C_v \frac{\partial T}{\partial t})$ de l'équation (III.1) désigne la chaleur emmagasinée.

Le terme $(\text{div}(K \cdot \vec{\nabla} T))$ de l'équation (III.1) correspond à la dissipation thermique de l'échantillon.

Le membre de droite de l'équation (III.1) 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'éprouvette 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 :

avec :

$$\sigma = f(E, T)$$

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

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

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

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

Si la vitesse de dissipation de chaleur est inférieure à celle du stockage, il se produit une augmentation de la température du matériau jusqu'à ce que cette température atteigne localement une valeur critique T_c , au-delà de laquelle le courant croît rapidement entraînant la rupture totale de l'isolant [56], (Figure III.3).

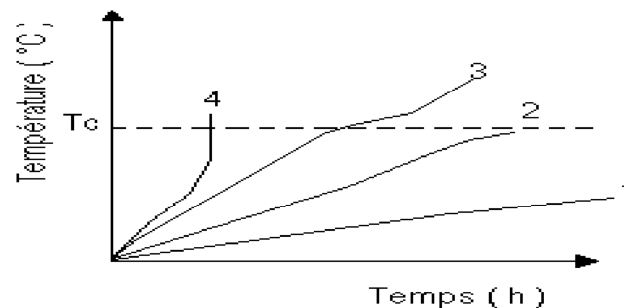


Figure III.3 : Représentation schématique des conditions de stabilité et d'instabilité pour le claquage thermique [56].

T_c : température critique (température pour laquelle le claquage se produit après un temps fini)

1 : pas de claquage

2 : claquage thermique à long terme (pour $t \rightarrow \infty$)

3 : claquage thermique à temps limité

4 : claquage thermique pour un échelon de tension (en impulsion)

La rupture diélectrique par effet thermique est caractérisée par [1] :

- l'échauffement de l'échantillon.
- le temps court nécessaire au développement du claquage (quelques microsecondes)
- le champ de claquage dépend 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 [1].

b. La rupture électromécanique

La rupture électromécanique est due à l'apparition d'une force électrostatique de compression de Maxwell. 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, par la suite la diminution de l'épaisseur. Le champ électrique appliqué sur celui-ci devient plus important puisque l'épaisseur est plus faible pour une même tension appliquée sur l'échantillon [55].

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 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 [1]:

$$P_M = P_e$$

$$\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \left(\frac{V}{e} \right)^2 = Y \ln \left(\frac{e_0}{e} \right)$$

d'où la relation $V = f(e)$:

$$V = e \left[\frac{2Y}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \ln \left(\frac{e_0}{e} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III. 2})$$

avec :

ε_r : permittivité relative du matériau isolant

ε_0 : permittivité relative du vide

V : tension appliquée

P_M : rigidité de compression mécanique

e : épaisseur du matériau

e_0 : épaisseur initiale du matériau

c. La rupture électronique

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 et de rupture par avalanches et celle associée au volume libre.

- **Rupture 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 des 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 [57].

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

La rupture diélectrique par avalanche électronique 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 III.4 illustre le phénomène.

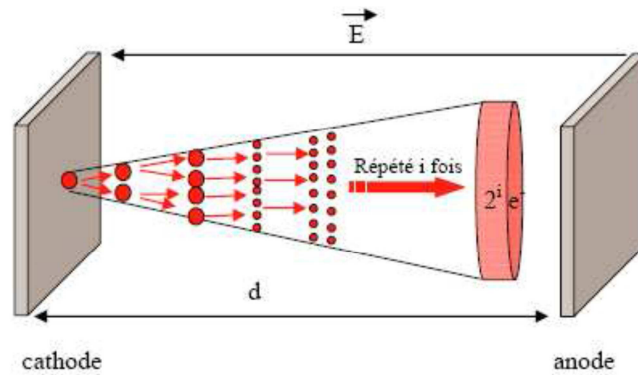


Figure III.4 : Avalanche à un électron [1].

- **Rupture associée au volume libre**

Artbauer [18] 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 où il y a 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.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 [18].

II.2.1 Mécanisme de rupture à long terme

Lorsque l'isolant du câble est soumis à un champ électrique modéré ne permettant pas l'obtention de la température critique de claquage (courbe 1 figure III.3), les défauts existant rentrent en jeu et causent la destruction de l'isolant après un temps très long. Les phénomènes responsables d'un tel claquage sont les décharges partielles et les arborescences [58].

a. Rupture diélectrique provoquée par les décharges partielles

Les décharges partielles se manifestent grâce à l'existence de vacuoles gazeuses à l'intérieur de l'isolant. L'existence de vacuoles a, pour conséquences, l'augmentation non négligeable du champ électrique qui y règne. Lorsqu'on atteint la tension seuil d'ionisation du gaz de la vacuole, des décharges électriques apparaissent. Ces décharges entraînent une augmentation locale de la température et aussi une érosion mécanique des parois de la vacuole par le bombardement d'ions du gaz et d'électrons qui s'y manifestent. Il peut se produire également des réactions chimiques provoquées par des atomes excités par les décharges. Ce processus de rupture est très lent (de l'ordre de quelques heures, voire quelques années pour une fréquence industrielle) et la durée de vie de l'isolant dépend essentiellement de l'amplitude du champ électrique appliqué et de sa fréquence [59].

b. Rupture diélectrique provoquée par les arborescences

Sous un champ de service, de nouveaux défauts se créent dans l'isolant par décharges partielles à partir des défauts initiaux (vacuoles). Par conséquent, une augmentation de la densité de charges au sein de l'isolant s'établit par polarisation. Après une certaine durée et sous l'action du champ électrique, les défauts se regroupent. Les porteurs de charges (les électrons) vont alors voir leur libre parcours moyen augmenter de plus en plus, et par conséquent, ils acquièrent plus d'énergie, et par la suite la formation d'arborescences électriques. Ces dernières sont des chemins de conduction électrique dans la partie isolante du câble et qui se manifestent sous forme d'arbre (figure III.5).

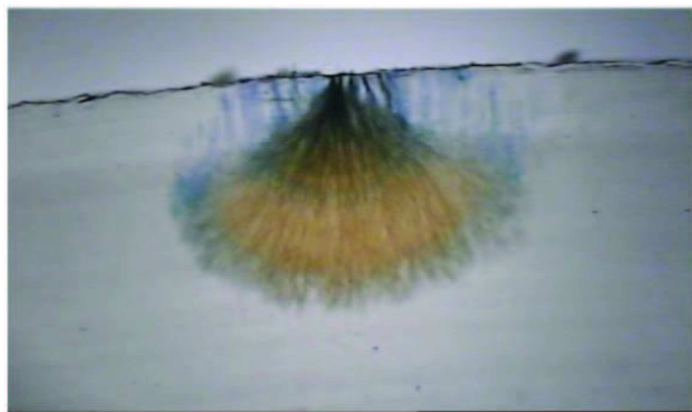


Figure III.5 : Propagation de l'arborescence à partir de l'écran [61].

III. Vieillessement électrique selon le scénario standard

Un scénario classique de vieillissement électrique (Figure III.5) est proposé ci-dessous selon les théories bien connues [60], sur lesquelles nous nous appuyons pour expliquer les différentes phases de ce processus.

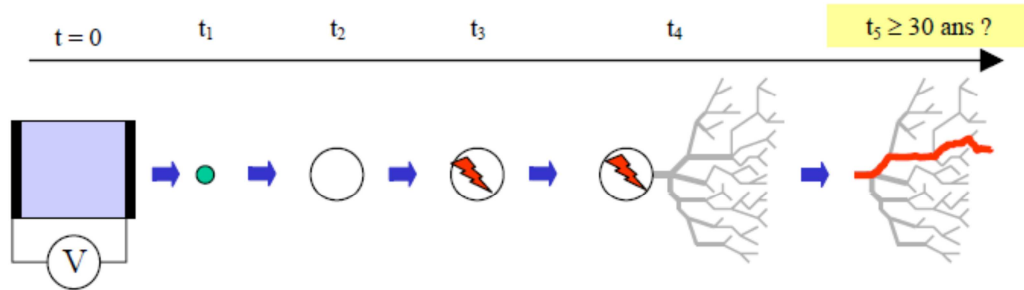


Figure III.6 : Schéma représentant le scénario standard de vieillissement [60].

Le vieillissement électrique conduit à la perte des propriétés des diélectriques. Selon le scénario standard (Figure III.6) la rupture électrique à long terme fait suite à un processus lent dans l'évolution des propriétés physico-chimiques du diélectrique.

L'arborescence (t_4) 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'étude des arborescences électriques dans les isolants synthétiques a débuté vers 1951 avec les travaux de Mason [63,64]. Elles ont comme origine des défauts au sein d'un matériau tels qu'il se produit une concentration importante du champ électrique. Dans les câbles, les observations sont rares car le développement est assez rapide, et il est suivi d'un claquage qui détruit les zones atteintes [65].

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 (t_3). Les électrons générés dans ces décharges ont suffisamment d'énergie pour briser les chaînes macromoléculaires sur les surfaces internes de la vacuole, ($E > 15$ eV) [51]. 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 taille de la vacuole initiale, l'énergie d'impact croît et l'effet s'accélère [4].

L'arborescence électrique (t_4 et t_5 de la figure III.6), apparaît dans des régions où le champ électrique est élevé. Dissado et Fothergill [53] 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 III.7.

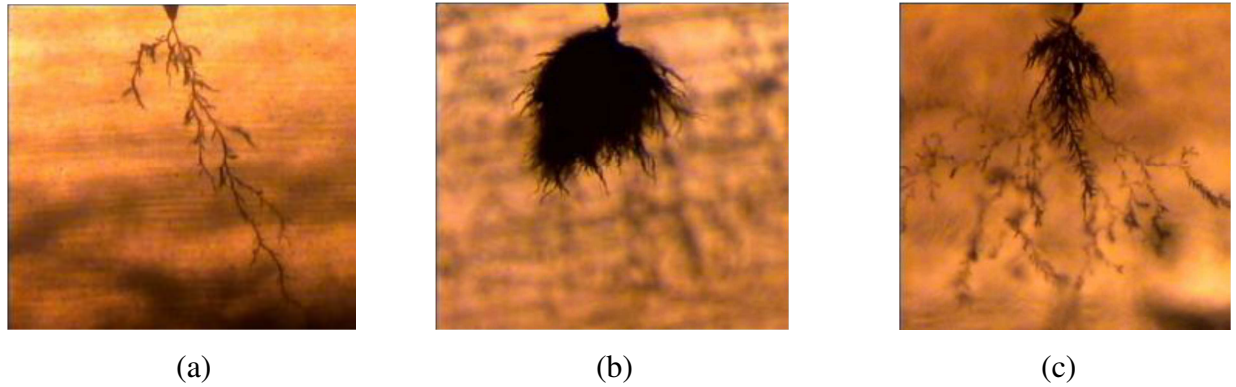


Figure III.7 : Trois formes d'arborescences électriques dans le PRC :

(a) branche, (b) buisson et (c) mixte en buisson-branche [61].

Les arborescences de type branche ont des diamètres de quelques dizaines de micromètres ($\approx 30\mu\text{m}$) pour le tronc et de l'ordre du $1\mu\text{m}$ pour les ramifications. Les arborescences type buisson forment des tubes creux de forte densité. En ce qui concerne les arborescences type branche buissonnante, elles regroupent les mêmes caractéristiques [1].

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 comme ceux de Dissado [62].

Les décharges électriques (t_2 et t_3 de la Figure III.6) initiatrices d'arborescences ont lieu dans des cavités de plusieurs dizaines de micromètres de diamètre. 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 on est dans le cas d'une 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 posées.

Ainsi pour s'affranchir des arborescences, il faut donc ne pas avoir de vacuole initiatrice de décharges partielles. Il se pose la question de l'origine de la croissance éventuelle des vacuoles : préexistence ou formation sous contrainte.

Trois mécanismes fondamentaux décrivent l'endommagement global d'un isolant organique sous l'action d'un champ électrique : le vieillissement électrique suivi de la dégradation et finalement la rupture diélectrique.

III.1. Phases de développement des arborescences électriques

Les expérimentateurs simulent des défauts en introduisant une aiguille pointue dans un isolant. La tension est appliquée entre l'aiguille et une électrode généralement plane et en contact avec le matériau. Lorsque les essais sont effectués sur des éléments de câbles, l'aiguille est enfoncée radialement, la seconde est constituée par le conducteur. En pratique, il s'agit de reproduire les conditions nécessaires à l'apparition des arborescences. La pointe sert alors de site d'initiation. Les études ont montré que le développement du phénomène est toujours caractérisé par 3 phases:

- 1-phase d'initiation ou d'incubation définie comme le temps séparant l'application de la tension au système d'électrodes de l'apparition de la première branche en pointe d'aiguille,
- 2-phase de propagation durant laquelle on observe le développement des micro-canaux dans l'espace interélectrode,
- 3-la phase d'avalanche qui conduit au claquage.

a- Phase d'incubation

La période d'incubation est considérée comme le phénomène prédisruptif dans le domaine de la rupture à long terme des isolants solides. On distingue trois groupes de théories:

- Celles qui font appel à l'action des décharges partielles,
- Celles qui prennent en compte l'action des porteurs chauds,
- Celles qui envisagent une rupture électromécanique.

• Formation de l'arborescence par décharges partielles

Il est généralement admis que des décharges partielles non mesurables se développent dans les microcavités et produisent des trous acérés à la pointe desquels le champ électrique est transféré [66,67]. Ces cavités seraient dues aux dilatations différentielles du polymère et du

métal et à l'air absorbé ou occlus [67]. Si ces microcavités n'existent pas à l'origine, elles sont créées par une fatigue électromécanique aux points de concentration du champ électrique [68]. Un échauffement dû aux pertes diélectriques peut s'ajouter à cette fatigue [69].

- **Action des porteurs chauds sur la structure du polymère**

Eichhorn [70] a été l'un des premiers à émettre l'hypothèse selon laquelle l'apparition de l'arborescence serait principalement due à l'action des électrons chauds sur le diélectrique. Le processus est le suivant:

- 1- Injection d'électrons par effet de champ à l'interface métal-polymère et accélération de certains d'entre eux jusqu'à des énergies de l'ordre de 10 eV. Sous un champ de 10 MV/cm, cette énergie correspond à un libre parcours moyen électronique de 100 Å qui est supposé exister aux interfaces des parties cristallines et des parties amorphes du polymère.
- 2- Les électrons les plus énergétiques effectuent des collisions ioniques avec les molécules du polymère et il peut y avoir rupture de liaisons. Ils se piègent et constituent une charge d'espace. Une partie de ces électrons piégés peut être dépiégée pendant les alternances positives de la tension appliquée.

- **Formation de l'arborescence par rupture électromécanique**

Noto et al [71,72] ont développé l'idée selon laquelle l'apparition de l'arborescence à des champs inférieurs au champ de rupture du polymère est due à l'action de la force de compression de Maxwell. L'existence d'un champ électrique dans un isolant peut effectivement engendrer des contraintes mécaniques. Les auteurs rapportent que, pour un champ électrique de 4,8 MV/cm, le temps d'incubation est de 5 secondes et on obtient une force de 23,8 kg/cm². Cette valeur est inférieure à la limite de rupture en traction, pour le polyéthylène, donnée par Noto et Yoshimura [71] qui est de l'ordre de 90 kg/cm² à 20°C. La force de Maxwell ne peut pas expliquer l'origine de la première fracture de l'isolant. Les auteurs évoquent alors l'action répétée de cette force qui produirait un phénomène de fatigue proportionnel à la fréquence de la contrainte électrique conduisant à la fissure du matériau.

b- Phase de propagation

Le processus de propagation des arborescences électriques est mieux compris. On admet que des décharges se produisent dans les canaux rendant conducteur le gaz qui les remplit: le champ est reporté à leur pointe et provoque des claquages locaux qui les font progresser [65,66,73]. Le développement des arborescences électriques est toujours accompagné de

décharges partielles mesurables qui apparaissent au moment où les premières branches sont visibles au microscope [74,75]. Certains auteurs pensent que le bombardement électronique ou ionique dû aux décharges provoque un échauffement suivi d'un claquage local [68] ou bien décompose l'isolant en gaz [66].

La propagation se fait dans la direction du champ électrique. Le cheminement complexe des filaments résulterait de la rencontre aléatoire des facteurs tels que les contraintes internes, l'orientation cristalline et les effets des traitements thermiques [76]. Il est admis que la limite entre les régions cristallines et les régions amorphes représente une zone pouvant faciliter le cheminement [67,70].

c- Phase d'avalanche et de claquage [77]

Il a été établi que la perforation peut ne pas avoir lieu même après pénétration complète de l'arborescence au travers de l'isolation. Le claquage est provoqué par la montée d'un train de décharges de grandes amplitudes, produisant la remontée d'un filament de l'électrode reliée à la terre vers l'électrode haute tension. La progression du canal de retour, en diamètre et en longueur, jusqu'à interagir avec les canaux proches de l'électrode haute tension, provoquerait la perforation de l'isolation.

La figure III.8 résume le processus de dégradation d'un matériau par le phénomène de l'arborescence électrique.

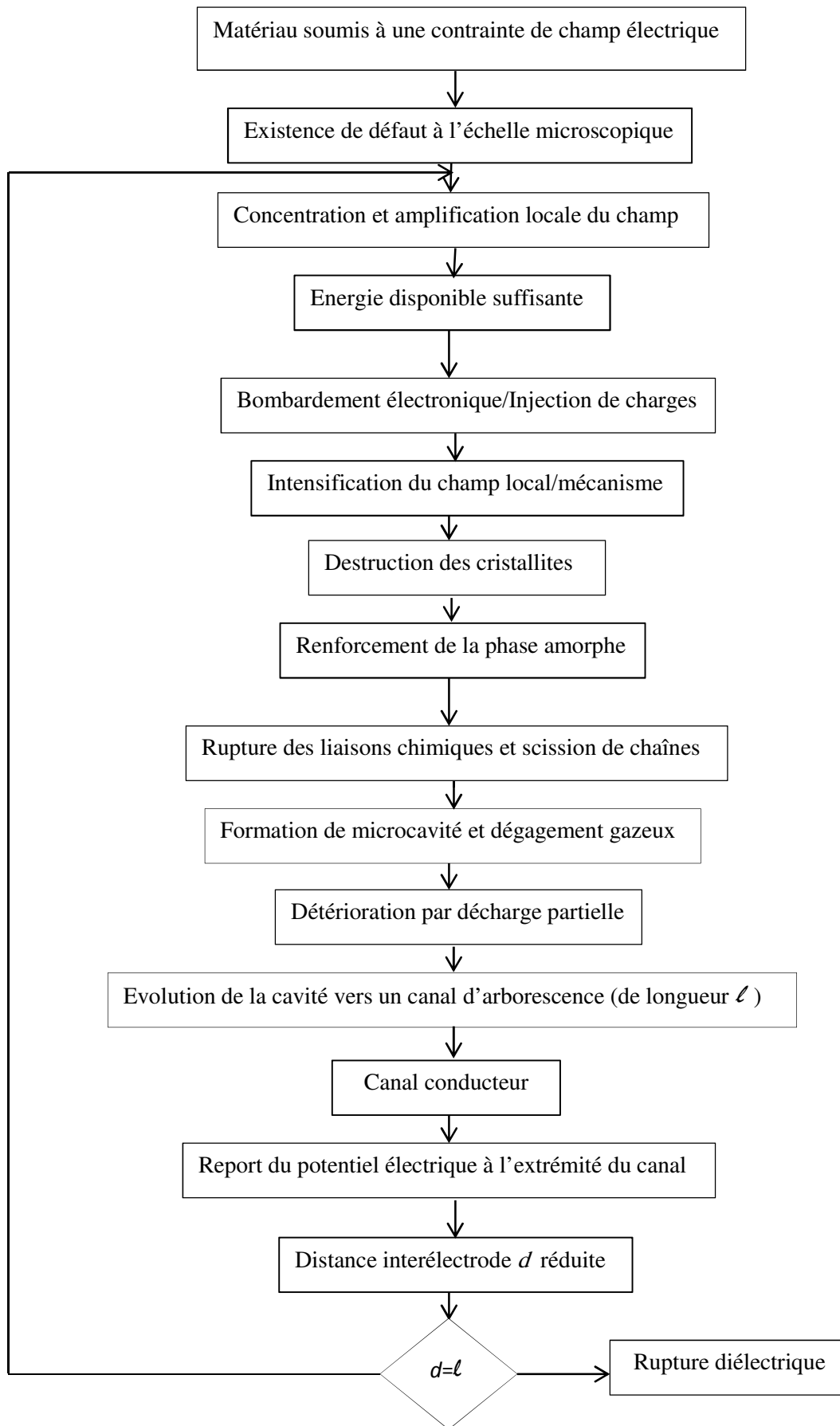


Figure III.8 : Organigramme résumant le processus de dégradation du matériau par le phénomène de l'arborescence électrique [78].

Chapitre IV

Modèle mathématique, résultats et discussions

I.1. Influence d'une vacuole sur la distribution du champ électrique

L'effet d'une vacuole de permittivité ϵ_c sur un diélectrique hôte de permittivité ϵ_i est tout d'abord, évalué en termes de perturbation du potentiel [79]. Nous allons déterminer pour le cas d'une vacuole les expressions du potentiel et du champ électrique dans le milieu isolant et dans la vacuole.

On sait que le potentiel dans les deux milieux (diélectrique-vacuole) est régi par l'équation de Poisson telle que :

$$\nabla^2 V + \frac{\rho}{\epsilon} = 0 \quad (\text{IV. 1})$$

En admettant que la densité des charges libres ρ dans le diélectrique hôte est assez faible pour être négligées [79], l'équation de Poisson décrivant le potentiel dans les deux milieux se réduit à l'équation de Laplace telle que :

$$\nabla^2 V = 0 \quad (\text{IV.2})$$

Etant donné la forme cylindrique du câble, les lignes du champ électrique sont radiales et divergentes, d'autre part les dimensions de la vacuole sont assez faibles devant l'épaisseur de l'isolant.

I.2. Choix de la méthode de calcul numérique

Les méthodes permettant de déterminer la valeur des champs électriques font appel soit à l'expérience par une mesure directe ou simulée, soit au calcul analytique ou numérique. Les méthodes analytiques ne sont applicables que pour un nombre restreint de configurations dont la géométrie est assez simple.

Les méthodes numériques ont permis, grâce au développement des ordinateurs, la résolution approchée de la majorité des problèmes de calcul des champs électriques à deux dimensions ou à symétrie de révolution. Actuellement les chercheurs ont développé les méthodes de calcul des champs à trois dimensions [80].

La distribution du champ électrique dans la plupart des systèmes d'isolation, est déterminée par simulation en utilisant les techniques d'analyses numérique. Les techniques d'approximation utilisées dans l'analyse numérique, sont nombreuses et fournissent toutes un algorithme de calcul adapté [81]. La méthode des différences finies en est la plus simple. Elle fut la première à être utilisée pour l'étude des champs électriques en haute tension. C'est une méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles, basée sur l'approximation de l'opérateur différentiel par un opérateur aux différences finies [56].

Dans la méthode des différences finies, les équations aux dérivées partielles sont remplacées par un ensemble d'équations aux différences finies exprimées aux nœuds d'un réseau

de points répartis dans le domaine modélisé. On obtient à la fin un ensemble d'équations linéaires qui, une fois résolu, donne une distribution approchée de la variable recherchée [81]. C'est une méthode simple, qui convient très bien aux cas de symétrie à géométrie symétrique ou bidimensionnelle.

En effet, la symétrie axiale du câble électrique permet de réduire les dimensions du domaine de calcul du champ électrique au plan correspondant à la coupe transversale du câble. Le choix des coordonnées polaire r et θ dans ce cas s'impose et de ce fait, le champ électrique en tout point de l'isolant aura la valeur de la direction de la résultante de deux composantes, l'une radiale et l'autre tangentielle.

I.3. Calcul du champ électrique

Le calcul numérique du champ électrique se fait par la résolution de l'équation de Poisson en utilisant la méthode des différences finies. Généralement, la densité des charges libres dans les matériaux diélectriques est négligeable, dans ce cas, le problème devient une résolution de l'équation de Laplace. Dans une première approche, on va donner l'expression analytique de la distribution du champ électrique dans un câble parfait à isolation homogène et isotrope. On utilisera le modèle analytique comme référence pour confirmer la validité de la méthode numérique.

I.4. Modèle analytique :

On distingue deux cas : une isolation homogène et une isolation hétérogène.

I.4.1. Isolation homogène (sans défaut)

L'équation du champ électrique obtenue par application du théorème de Gauss sur un cylindre, permet d'évaluer le flux du champ électrostatique sortant d'une surface fermée en fonction des charges contenues à l'intérieur de cette surface.

Surface de Gauss : cylindre (C) d'axe Oz, de hauteur h et de rayon r , vecteur unitaire $\vec{u}_r$

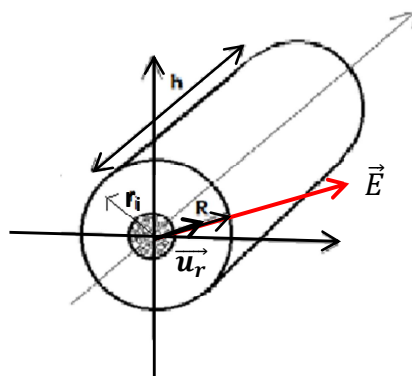


Figure IV.1 : Schéma d'un câble.

$$\phi_s = \oiint \vec{E}(r_i) \cdot \vec{u} \cdot dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum q_{int} \quad (IV.3)$$

$$\phi_s = 2\pi r h \cdot E(r)$$

$$q_{int} = 2\pi r^2 h \rho$$

ρ : Densité de charges

L'application du théorème de Gauss donne alors :

$$\vec{E}(r_i) = \frac{V_c}{r_i} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{R}{r_c}\right)} \vec{u} \quad (IV.4)$$

La relation intrinsèque entre le champ et le potentiel donne : $\vec{E} = -grad\vec{V}$

Le potentiel au point défini par r_i est donnée par l'expression suivante :

$$V(r_i) = \frac{V_c}{\ln\left(\frac{R}{r_c}\right)} \cdot \ln\left(\frac{R}{r_i}\right) \quad (IV.5)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- $V(R) = 0$ kV : potentiel de la gaine métallique extérieur
- $V(r_c) = V_c$ (kV) : potentiel de l'âme

R : rayon du câble

r_c : rayon de l'âme conductrice

r_i : position donnée.

II. Détermination du modèle numérique par la méthode des différences finies

II.1. Principe de base

Le principe fondamental de cette méthode consiste à appliquer au domaine d'étude une grille de points dont la finesse permet une bonne approximation des contours du domaine. On réalise en chaque point de coordonnées r_i et θ_i , une approximation de la dérivée de la fonction du potentiel $V(r, \theta)$ à l'aide des différences finies [81].

II.2. Principales étapes de la méthode

Les principales étapes de la méthode des différences finies sont:

- a- La discrétisation du domaine d'étude et la définition des différents nœuds à prendre en considération.
- b- L'écriture des équations aux différences finies en chaque nœud issu de la discrétisation du domaine.

c- La résolution du système d'équations obtenues dans l'étape précédente

II.3. Discrétisation du domaine [81]

Dans le maillage, on doit respecter les trois règles suivantes :

- a- On utilise uniquement les lignes des coordonnées du système de repérage choisi.
- b- Chacune de ces lignes traverse entièrement le domaine et ne doit pas être interrompue à l'intérieur du maillage.
- c- Les lignes de discontinuité entre deux milieux de permittivités différentes doivent coïncider avec les lignes du maillage.

II.4. Maillage d'une coupe d'un câble

La figure IV.3 représente le maillage d'une coupe transversale d'un câble. On désigne par h_r le pas radial et par $d\theta$ le pas angulaire [86]. On choisit un secteur défini par un angle α tel que :

$$\alpha = \frac{2\pi}{n} \text{ (rad)} ; \quad d\theta = \frac{\alpha}{N-1} \text{ (rad)}; \quad h_r = \frac{R-r_c}{M-1} \quad (\text{IV.6})$$

R : Rayon extérieur du câble

r_c : Rayon de l'âme conductrice

N et M : Nombres des lignes radiales et circulaire du quadrillage

n : Nombre définissant le secteur du domaine d'étude.

Secteur défini par l'angle α

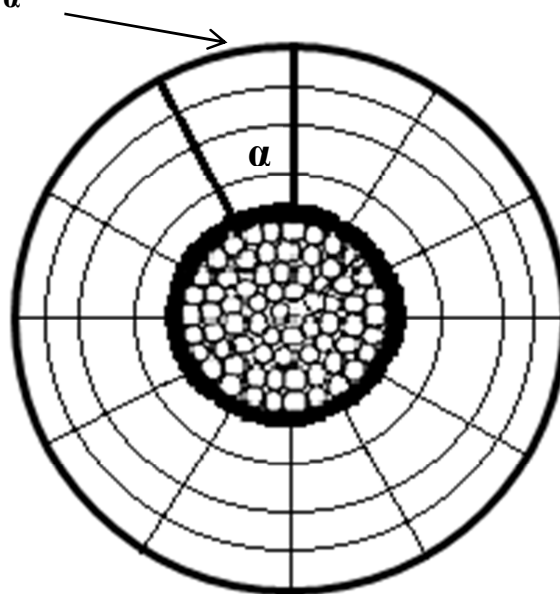


Figure IV.2 : Division de la section du câble en secteurs.

II.5. Câble à isolation homogène

Il s'agit de trouver la distribution du potentiel dans l'isolation du câble et de faire une vérification de la validité du programme en comparant ses résultats avec ceux du calcul analytique.

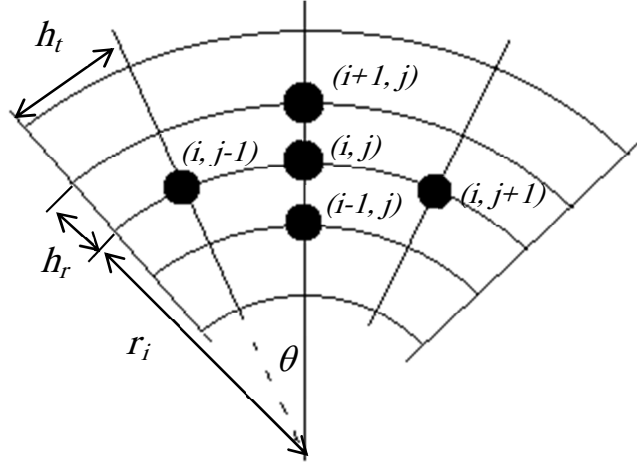


Figure IV.3: Détail d'un maillage autour d'un point (i, j).

L'équation de Laplace donnée en coordonnées polaires au point (i, j) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{IV. 7})$$

Pour remplacer les dérivées partielles dans cette équation au point (i, j), par le potentiel dans ce point, et les points voisins, on procède par le développement en série de Taylor de l'ordre 2 de la fonction $V(r, \theta)$ aux points : (i, j), (i+1, j), (i, j+1), (i-1, j), (i, j-1), ce qui donne le système d'équations suivant :

$$V(i, j + 1) = V(i, j) + h_t \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} \quad (\text{IV. 8})$$

$$V(i, j - 1) = V(i, j) - h_t \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} \quad (\text{IV. 9})$$

$$V(i + 1, j) = V(i, j) + h_r \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} \quad (\text{IV. 10})$$

$$V(i - 1, j) = V(i, j) - h_r \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} \quad (\text{IV. 11})$$

Par combinaison des équations (IV.8) ;(IV.9) ;(IV.10) et (IV.11), on obtient :

$$\frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} = \frac{V(i, j+1) + V(i, j-1) - 2V(i, j)}{h_t^2} \quad (\text{IV. 12})$$

$$\frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} = \frac{V(i+1, j) + V(i-1, j) - 2V(i, j)}{h_r^2} \quad (\text{IV. 13})$$

$$\frac{\partial V(i, j)}{\partial \theta} = \frac{V(i, j+1) - V(i, j-1)}{2h_t} \quad (\text{IV. 14})$$

$$\frac{\partial V(i, j)}{\partial r} = \frac{V(i+1, j) - V(i-1, j)}{2h_r} \quad (\text{IV. 15})$$

La substitution des dérivées de l'équation de Laplace (IV. 7) par leur expression donnée par (IV. 12), (IV. 13), (IV. 14), (IV. 15), nous donne la relation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_r^2} [V(i+1, j) + V(i-1, j) - 2.V(i, j)] + \frac{1}{2.r.h_r} [V(i+1, j) - V(i-1, j)] \\ + \frac{1}{r^2.h_t^2} [V(i, j+1) + V(i, j-1) - 2.V(i, j)] = 0 \end{aligned} \quad (\text{IV. 16})$$

A la fin, l'expression d'approximation générale du potentiel en chaque nœud issu de la discrétisation du domaine, est donnée sous la forme suivante :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j+1) + \frac{(2r_i + h_r)}{2r_i h_r^2} V(i+1, j) + \right. \\ \left. \frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j-1) + \frac{(2r_i - h_r)}{2r_i h_r^2} V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV. 17})$$

II.6. Cas d'un câble à isolation contenant une vacuole

Dans cette partie, nous allons donner les expressions d'approximation du potentiel aux différents nœuds situés dans les trois milieux [86]:

- l'isolant de permittivité ϵ_i
- la vacuole de permittivité ϵ_c
- les frontières qui séparent les deux milieux.

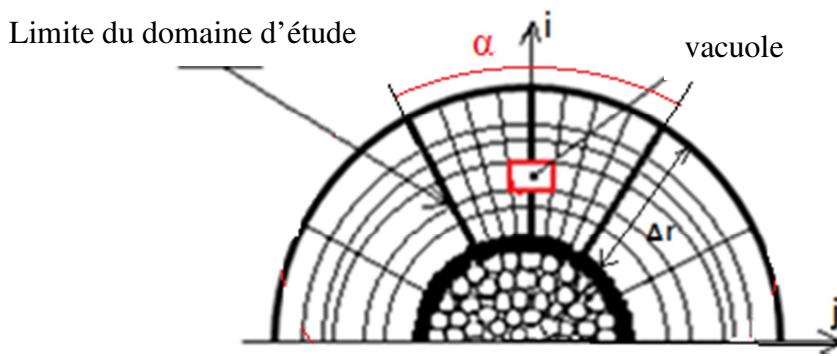


Figure IV.4 : Câble à isolation contenant une vacuole.

$\Delta r = (r_2 - r_1)$: longueur radiale du domaine

La figure IV.4 représente le schéma d'un câble à isolation contenant une vacuole. Le domaine entourant la vacuole marque la zone de son influence sur la distribution du potentiel.

α : Longueur radiale et écartement angulaire définissant le domaine d'influence de la vacuole.

II.7. Approximation du potentiel aux différents nœuds

- Pour les nœuds situés dans l'isolant ou à l'intérieur du défaut, le potentiel est donné par l'expression (IV.17).
- Pour les nœuds situés à la frontière entre les deux milieux, on applique les conditions de continuité du champ électrique (conditions de Cauchy) [84].

La vacuole que nous avons choisie dans cette étude a une géométrie carrée, ce qui fait que les nœuds d'interface entre la vacuole et l'isolant seront de types rectilignes et rectangulaires, soient [86]:

○ : nœud rectiligne

□ : nœud du centre de la vacuole

● : nœud rectangulaire

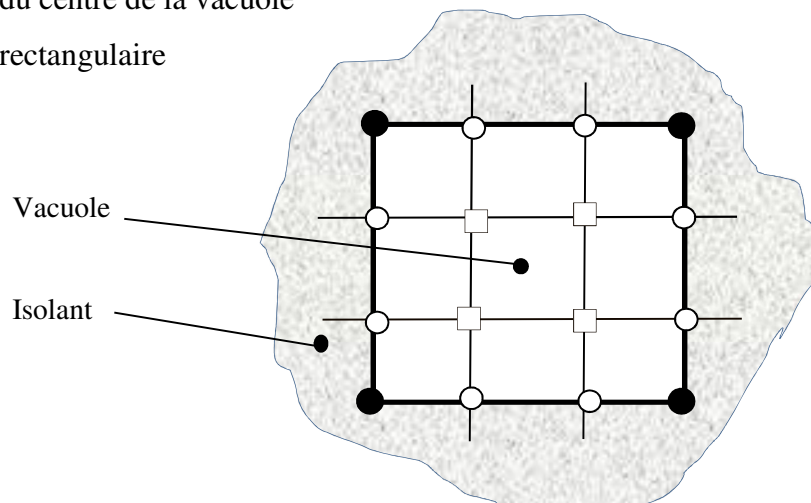


Figure IV.5 : Maillage de la vacuole.

Selon que le vecteur champ électrique traverse le nœud, dans la direction radiale ou transversale, les conditions de continuité à l'interface entre l'isolant et la vacuole sont exprimées par les deux égalités suivantes :

$$\begin{aligned}\varepsilon_i \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_i &= \varepsilon_c \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_c \\ \varepsilon_i \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_i &= \varepsilon_c \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_c\end{aligned}\quad (IV.18)$$

- La lettre (i) désigne l'isolant
- La lettre (c) désigne la vacuole

II.8. Nœuds des frontières rectilignes

Nous allons donner les expressions approchées du potentiel des quatre types de nœuds situés aux frontières rectilignes de la vacuole : en haut, en bas, à gauche, à droite [86].

a. Nœud situé sur la paroi d'en haut de la vacuole

La représentation d'un point situé sur la paroi d'en haut de la vacuole est la suivante :

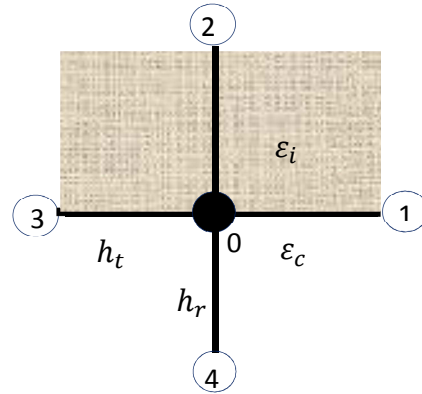


Figure IV.6 : representation d'un nœud rectiligne situé en haut de la vacuole

$$V_1 = V_0 + h_t \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \left\} \cdot \frac{1}{r^2 h_t^2} \quad (IV.19)$$

$$V_2 = V_0 + h_r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \left\} \cdot \frac{2}{h_r^2} \quad (IV.20)$$

$$V_3 = V_0 - h_t \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \left\} \cdot \frac{1}{r^2 h_t^2} \quad (IV.21)$$

$$V_4 = V_0 - h_r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \left\} \cdot \frac{2}{h_r^2} \quad (IV.22)$$

En additionnant les équations (IV. 19), (IV. 20) et (IV. 21), on trouve :

$$\frac{V_1}{r^2 h_t^2} + \frac{2V_2}{h_r^2} + \frac{V_3}{r^2 h_t^2} = V_0 \left(\frac{2}{r^2 h_t^2} + \frac{2}{h_r^2} \right) + \frac{2}{h_r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \quad (\text{IV. 23})$$

D'où l'on tire l'expression $\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_i$:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_i = \frac{r h_r}{2r - h_r} \left[\frac{V_1}{r^2 h_t^2} + \frac{2V_2}{h_r^2} + \frac{V_3}{r^2 h_t^2} - \frac{2(r^2 h_t^2 + h_r^2)}{r^2 h_t^2 h_r^2} \cdot V_0 \right] \quad (\text{IV. 24})$$

En additionnant les équations (IV. 19) et (IV. 22), on trouve l'expression de $\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_c$ soit :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_c = -\frac{r h_r}{2r + h_r} \left[\frac{V_1}{r^2 h_t^2} + \frac{2V_4}{h_r^2} + \frac{V_3}{r^2 h_t^2} - \frac{2(r^2 h_t^2 + h_r^2)}{r^2 h_t^2 h_r^2} \cdot V_0 \right] \quad (\text{IV. 25})$$

D'après les équations (IV. 20) et (IV. 21), on peut tirer l'expression de V_0 d'où :

$$V_0 = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 h_t^2} V_1 + \frac{2\varepsilon_i(2r_i + h_r)}{[\varepsilon_i(2r_i + h_r) + \varepsilon_c(2r_i - h_r)] h_r^2} V_2 \right] + \frac{1}{r_i^2 h_t^2} V_3 + \frac{2\varepsilon_c(2r_i - h_r)}{[\varepsilon_i(2r_i + h_r) + \varepsilon_c(2r_i - h_r)] h_r^2} V_4$$

L'expression générale du potentiel des nœuds situés en haut, sera donnée sous la forme suivante:

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j + 1) + \frac{2\varepsilon_i(2r_i + h_r)}{[\varepsilon_i(2r_i + h_r) + \varepsilon_c(2r_i - h_r)] h_r^2} V(i + 1, j) \right] + \frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j - 1) + \frac{2\varepsilon_c(2r_i - h_r)}{[\varepsilon_i(2r_i + h_r) + \varepsilon_c(2r_i - h_r)] h_r^2} V(i - 1, j) \quad (\text{IV. 26})$$

b. Nœud situé sur la paroi d'en bas de la vacuole

Le potentiel du point est obtenu par une simple permutation des permittivités ε_i et ε_c dans l'expression (IV.26), d'où l'on a :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j + 1) + \frac{2\varepsilon_c(2r_i + h_r)}{[\varepsilon_c(2r_i + h_r) + \varepsilon_i(2r_i - h_r)] h_r^2} V(i + 1, j) \right] + \frac{1}{r_i^2 h_t^2} V(i, j - 1) + \frac{2\varepsilon_i(2r_i - h_r)}{[\varepsilon_c(2r_i + h_r) + \varepsilon_i(2r_i - h_r)] h_r^2} V(i - 1, j) \quad (\text{IV. 27})$$

c. Nœud situé sur la paroi à droite de la vacuole

Le point situé sur la paroi à droite de la vacuole est détaillé sur la figure IV.7.

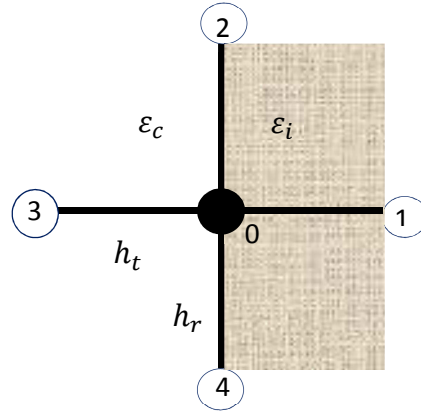


Figure IV.7 : Représentation d'un point situé sur la paroi à droite de la vacuole.

$$V_1 = V_0 + h_t \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \left\} \cdot \frac{2}{r^2 h_t^2} \quad (\text{IV. 28})$$

$$V_2 = V_0 + h_r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \left\} \cdot \frac{1}{h_r^2} \quad (\text{IV. 29})$$

$$V_3 = V_0 - h_t \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{h_t^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \left\} \cdot \frac{2}{r^2 h_t^2} \quad (\text{IV. 30})$$

$$V_4 = V_0 - h_r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \left\} \cdot \frac{1}{h_r^2} \quad (\text{IV. 31})$$

En additionnant les équations (IV.28), (IV.29) et (IV.30), on trouve :

$$\frac{2V_1}{r^2 h_t^2} + \frac{V_2}{h_r^2} + \frac{V_4}{r^2 h_r^2} = V_0 \left(\frac{2}{r^2 h_t^2} + \frac{2}{h_r^2} \right) + \frac{2}{r^2 h_r} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2}$$

En remplaçant dans l'équation de Laplace, on obtient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{1}{2r h_r} (V_2 - V_4)$$

Et on aboutit à l'équation suivante :

$$\frac{2}{r^2 h_t^2} V_1 + \left(\frac{1}{h_r^2} + \frac{1}{2r h_r} \right) V_2 + \left(\frac{1}{h_r^2} - \frac{1}{2r h_r} \right) V_4 - \left(\frac{2}{r^2 h_t^2} + \frac{2}{h_r^2} \right) V_0 = \frac{2}{r^2 h_t} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

D'où l'on tire l'expression de $\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_i$ soit :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)_i = \frac{1}{h_t} V_1 + \frac{r h_t (2r + h_r)}{4 h_r^2} V_2 + \frac{r h_t (2r - h_r)}{4 h_r^2} V_4 - \frac{r^2 h_t^2 + h_r^2}{h_t h_r^2} V_0 \quad (\text{IV.32})$$

En suivant les mêmes étapes en additionnant les équations (IV.29) et (IV.30) et (IV.31), on trouve l'expression de $\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_c$, telle que :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)_c = -\frac{r h_t (2r + h_r)}{4 h_r^2} V_2 - \frac{1}{h_t} V_3 - \frac{r h_t (2r - h_r)}{4 h_r^2} V_4 - \frac{r^2 h_t^2 + h_r^2}{h_t h_r^2} V_0 \quad (\text{IV.33})$$

En écrivant l'équation de continuité :

$$\varepsilon_i \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)_i = \varepsilon_c \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)_c$$

On trouve l'expression du potentiel des nœuds rectilignes situés à droite, comme suit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_i}{r_i^2 h_t^2 (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j+1) + \frac{(2r_i + h_r)}{2r_i h_r^2} V(i+1, j) \right. \\ \left. + \frac{2\varepsilon_c}{r_i^2 h_t^2 (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \frac{(2r_i - h_r)}{2r_i h_r^2} V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV.34})$$

d. Nœud situé sur la paroi à gauche de la vacuole

Les mêmes étapes de calcul seront utilisées pour trouver l'expression du potentiel des nœuds rectilignes situés à gauche, en permutant entre les permittivités ε_i et ε_c dans l'équation (IV.34), soit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_c}{r_i^2 h_t^2 (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j+1) + \frac{(2r_i + h_r)}{2r_i h_r^2} V(i+1, j) \right. \\ \left. + \frac{2\varepsilon_i}{r_i^2 h_t^2 (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \frac{(2r_i - h_r)}{2r_i h_r^2} V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV.35})$$

II.9. Les nœuds rectangulaires

Pour ce type de nœud, le champ électrique a deux composantes, l'une radiale et l'autre tangentielle.

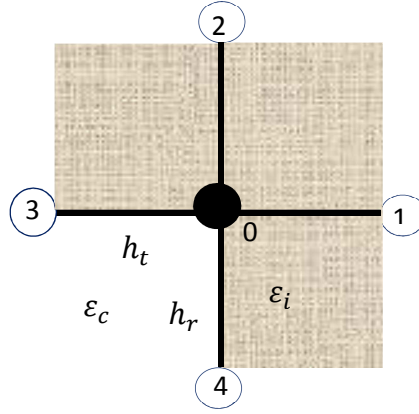


Figure IV.8 : Représentation d'un point rectangulaire.

Alors, nous devons appliquer les conditions de continuité pour les deux directions en utilisant les deux relations (IV.18). En remplaçant dans l'équation de Laplace et après simplification, on obtient quatre types de nœuds :

a. Nœud situé à l'angle d'en haut à droite de la vacuole

L'expression du potentiel des nœuds rectangulaires situés en haut à droite de la vacuole est donnée comme suit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_i}{(\varepsilon_i + \varepsilon_c) r_i^2 h_t^2} V(i, j+1) + \left(\frac{2\varepsilon_i}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i+1, j) + \frac{2\varepsilon_c}{r_i^2 h_t^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \left(\frac{2\varepsilon_c}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV.36})$$

b. Nœud situé à l'angle d'en haut à gauche de la vacuole

L'expression du potentiel des nœuds rectangulaires situés en haut à gauche de la vacuole est donnée comme suit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_c}{(\varepsilon_i + \varepsilon_c) r_i^2 h_t^2} V(i, j+1) + \left(\frac{2\varepsilon_i}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i+1, j) + \frac{2\varepsilon_i}{r_i^2 h_t^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \left(\frac{2\varepsilon_c}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV.37})$$

c. Nœud situé à l'angle d'en bas à droite de la vacuole

L'expression du potentiel des nœuds rectangulaires situés en bas à droite de la vacuole est donnée comme suit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_i}{(\varepsilon_i + \varepsilon_c) r_i^2 h_t^2} V(i, j+1) + \left(\frac{2\varepsilon_c}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i+1, j) + \frac{2\varepsilon_c}{r_i^2 h_t^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \left(\frac{2\varepsilon_i}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV. 38})$$

d. Nœud situé à l'angle d'en bas à gauche de la vacuole

L'expression du potentiel des nœuds rectangulaires situés en bas à gauche de la vacuole est donnée comme suit :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 h_t^2 h_r^2}{2(r_i^2 h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{2\varepsilon_c}{(\varepsilon_i + \varepsilon_c) r_i^2 h_t^2} V(i, j+1) + \left(\frac{2\varepsilon_c}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i+1, j) + \frac{2\varepsilon_i}{r_i^2 h_t^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} V(i, j-1) + \left(\frac{2\varepsilon_i}{h_r^2(\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2r_i h_r} \right) V(i-1, j) \right] \quad (\text{IV. 39})$$

II.10. Approximation du champ électrique et pression électrostatique en chaque nœud

Le champ électrique se déduit par calcul du gradient du potentiel, tel que :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}V} = -\frac{\partial V}{\partial r} \cdot \vec{e}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \vec{e}_\theta$$

Avec :

$$E_r = \frac{\partial V}{\partial r}$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

D'après les équations précédentes, on obtient :

- L'expression du champ radiale :

$$E_r = \frac{1}{2h_r} [V(i+1, j) - V(i-1, j)] \quad (\text{IV. 40})$$

- La même chose pour le champ tangentiel, soit :

$$E_\theta = \frac{1}{2r_i h_t} [V(i, j+1) - V(i, j-1)] \quad (\text{IV. 41})$$

Et finalement, le champs électrique au nœud (i, j) est calculé par l'expression suivante :

$$E(i, j) = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} \quad (\text{IV. 42})$$

Le champ électrique crée une pression électromécanique (ou électrostatique) sur les parois de la vacuole, entraînant ainsi une déformation du défaut. Cette valeur locale de cette pression se calcule par l'expression suivante [82] :

$$P_{elec}(i, j) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E^2(i, j) \quad (\text{IV. 43})$$

où : ε_0 est la permittivité du vide, ε_r est la permittivité relative de l'isolant et E le champ électrique.

III. Problématique :

Pour situer le problème d'influence d'une vacuole sur la distribution des contraintes électriques, électrostatiques, il est important de définir les paramètres caractéristiques de la vacuole. Une vacuole est caractérisée par la nature de la substance occlue, sa forme géométrique, ses dimensions, sa position dans l'isolant ...etc.

Dans le premier chapitre, nous avons vu d'après la structure morphologique des matériaux isolants synthétiques notamment les polyéthylènes, que les vacuoles se situent dans une bande allant de 40% à 95% de l'épaisseur de l'isolant en partant du conducteur et que le nombre maximale de vacuoles se trouvent aux trois quarts de l'isolant. Il faut aussi prendre en considération les cas de décollement qui se produisent entre le conducteur et l'isolant ou entre celui-ci et la couche semi-conductrice. Nous avons pris la géométrie de la maille élémentaire issue de la discrétisation, qui est pratiquement cubique, comme forme de la vacuole.

D'après l'étude publiée par Atsushi et Yoshitsugu [83], une cavité cubique provoque des perturbations pratiquement identiques à celle d'une cavité sphérique.

III.1. Etude de l'influence d'une vacuole sur la distribution du champ électrique

Compte tenu de la symétrie autour de l'axe x du câble, l'équation $\nabla^2 V = 0$ prend la forme suivante

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (\text{IV. 44})$$

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n r^n + B_n \frac{1}{r^{n+1}} \right) P_n(\cos\theta) \quad (\text{IV. 45})$$

où A_n et B_n des ensembles de constantes déterminées par les conditions de continuité imposées à l'interface des milieux 1 et 2, P_n désignant le polynôme de Legendre d'ordre n .

Cette équation est valable pour une vacuole de forme quelconque. Dans notre cas (vacuole sphérique) seuls les termes correspondants à $n=0$ et $n=1$ subsistent [86]. Alors l'expression du potentiel pour une vacuole sphérique est de la forme :

$$V_i = \left(A_i r + B_i \frac{1}{r^2} \right) \cos\theta \quad (\text{IV. 46})$$

L'indice i valant 1 ou 2 selon le milieu considéré.

En exprimant: $\varepsilon_i \left(\frac{\partial V_1}{\partial r} \right)_i = \varepsilon_c \left(\frac{\partial V_2}{\partial r} \right)_c$ et $\left(\frac{\partial V_1}{\partial \theta} \right)_i = \left(\frac{\partial V_2}{\partial \theta} \right)_c$ au moyen de (IV. 46), on obtient :

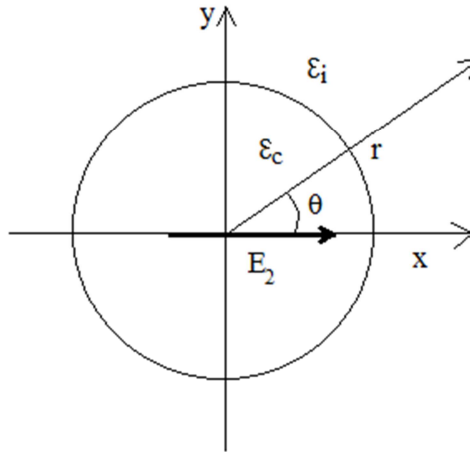


Figure IV.9 : Référentiel lié au centre de la vacuole.

$$V_1 = -E_0 \left(r + \frac{\varepsilon_i + \varepsilon_c}{2 \varepsilon_i + \varepsilon_c} \frac{r_2^3}{r^2} \right) \cos\theta \quad \text{et} \quad V_2 = -E_0 \left(\frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_i + \varepsilon_c} \right) r \cos\theta \quad (\text{IV. 47})$$

L'expression du potentiel électrique V_1 peut être écrite sous la forme suivante :

$$V_1 = V_1' + V_1''$$

$$\text{où : } V_1' = -E_0 r \cos\theta \quad \text{et} \quad V_1'' = -E_0 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c}{2 \varepsilon_i + \varepsilon_c} \frac{r_2^3}{r^2} \cos\theta \quad (\text{IV. 48})$$

La perturbation du potentiel électrique due à la présence de la vacuole est exprimée par le potentiel V_1'' est supposée négligeable où $V_1'' \leq 10^{-3}$ [28]. Ce qui revient à dire :

$$\frac{V_1''}{V_1'} = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c}{2 \varepsilon_i + \varepsilon_c} \frac{r_2^3}{r^3} \leq 10^{-3}$$

D'où l'on tire :

$$\left(\frac{r_2}{r}\right)^3 \leq \left[\frac{2\varepsilon_i + \varepsilon_c}{\varepsilon_i - \varepsilon_c}\right] 10^{-3}$$

Qui donne la portée de la zone d'influence, soit :

$$r \geq 10r_2 \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c}{2 \varepsilon_i + \varepsilon_c}} \quad (\text{IV. 49})$$

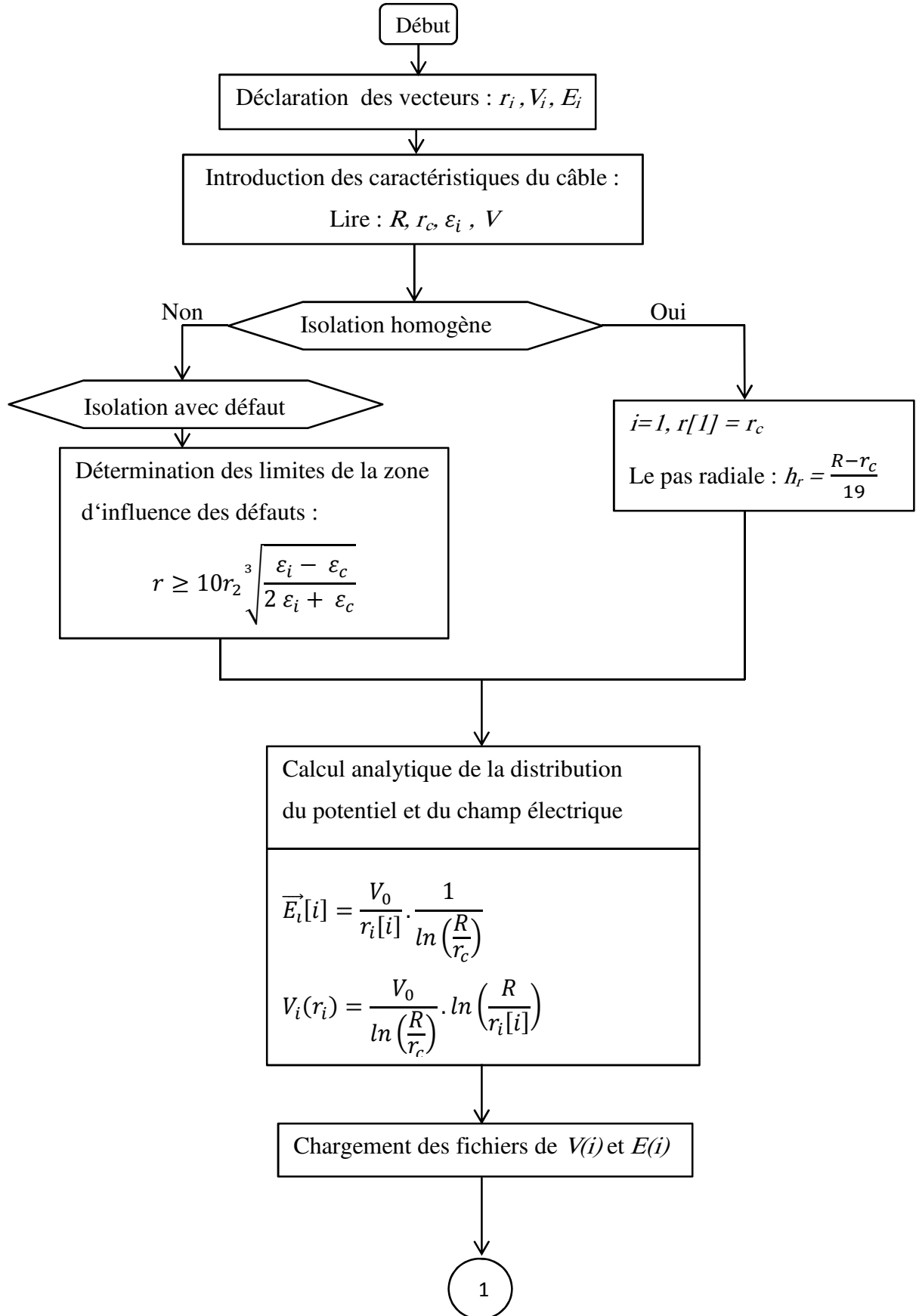
Le terme $\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c}{2 \varepsilon_i + \varepsilon_c}$ est toujours inférieur à 1, alors, on peut considérer que $r = 10r_2$, le domaine d'influence de la vacuole s'étend donc sur une zone de rayon d'environ 10 fois le rayon r .

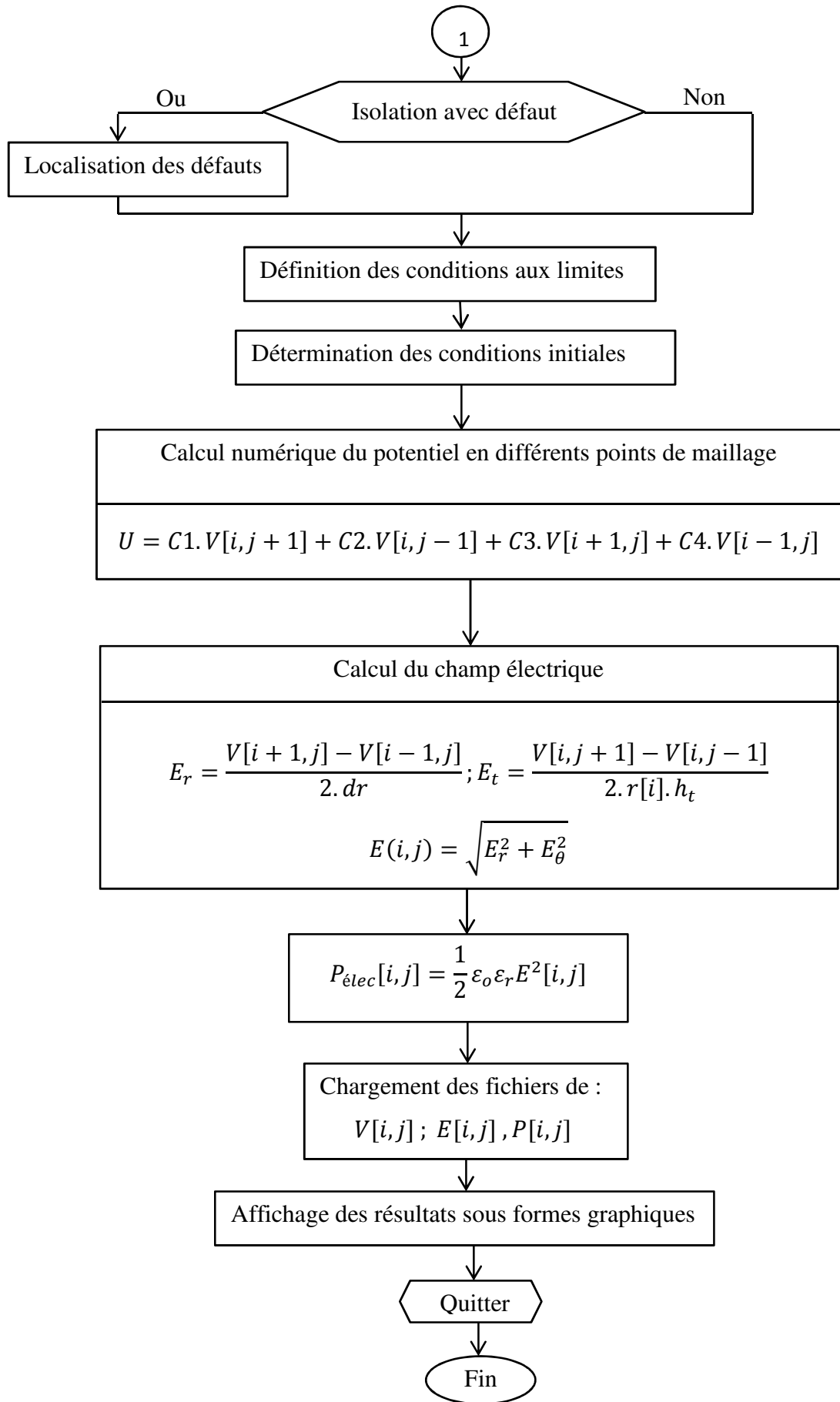
III.2. Caractéristiques techniques du câble

On donne ci-dessous les caractéristiques du câble de haute tension utilisé pour la simulation. Ces données sont conformes à la norme de la Commission Electrotechnique Internationale CEI [85] :

Type	: 185 mm ² , Al 30 kV
Section de l'âme en aluminium	: 185 mm ²
Rayon de l'âme	: 7,65 mm
Epaisseur de la couche semi-conductrice sur l'âme	: 1,0 mm
Epaisseur de l'enveloppe isolant en PRC	: 11,3 mm, PRC
Epaisseur de la couche semi-conductrice sur l'isolant	: 1,20 mm
Ecran métallique :	
Diamètre fil de cuivre	: 0,8 mm
Dimension du ruban en cuivre	: 25x0,1 mm
Gaine de protection en PVC	: Epaisseur 5,3 mm

III.3. Organigramme de calcul





IV. Résultats et discussion

Pour valider nos résultats, nous avons comparé ces derniers à des résultats de littérature [28,84,86].

IV.1. Isolation sans défaut

C'est le cas où l'isolant ne contient aucun défaut. Ce cas nous permet, dans une première étape, de valider le résultat de calcul analytique. Les calculs analytiques sont effectués selon les équations (IV.4) et (IV.5) :

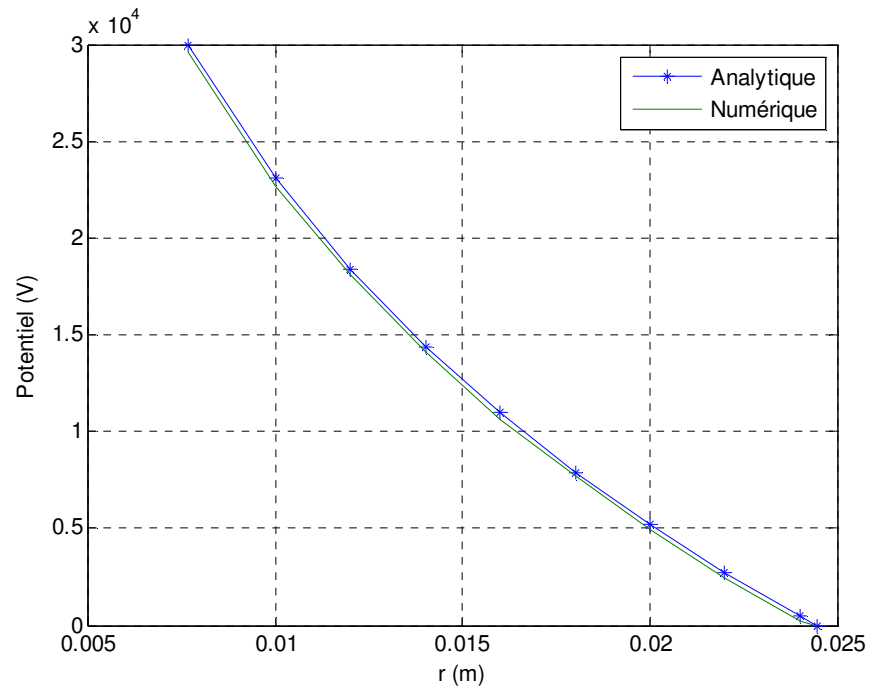


Figure IV.10 : Variation du potentiel en fonction de la taille de l'isolant.

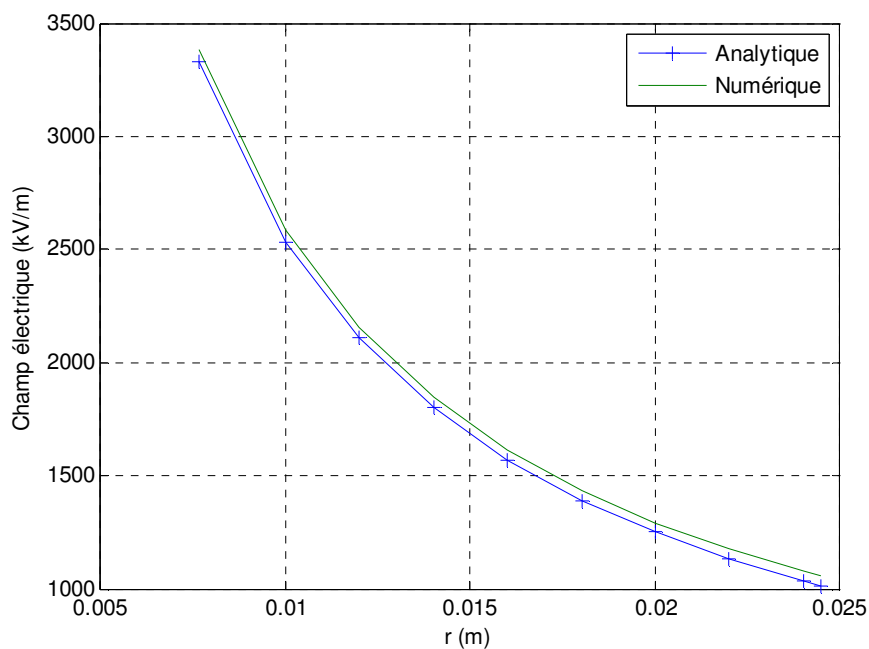


Figure IV.11 : Variation du champ électrique en fonction de la taille de l'isolant.

Les résultats de calcul montrent que, dans la partie isolante, en partant de l'extrémité de l'âme conductrice, et conformément aux lois analytiques, le potentiel électrique diminue selon une fonction logarithmique et le champ diminue selon une fonction hyperbolique. Les résultats de calcul coïncident avec ceux du modèle analytique.

IV.2. Isolation avec défaut

IV.2.1. Champ électrique en fonction de la taille du défaut

La distribution de champ électrique dans des défauts de tailles (25 μm et 20 μm de diamètre) est calculée pour une seule position. Les résultats présentés dans la figure IV.12, montrent que la région où le champ électrique est renforcé, augmente en fonction de la taille, cette région a comme dimension environ la taille du défaut.

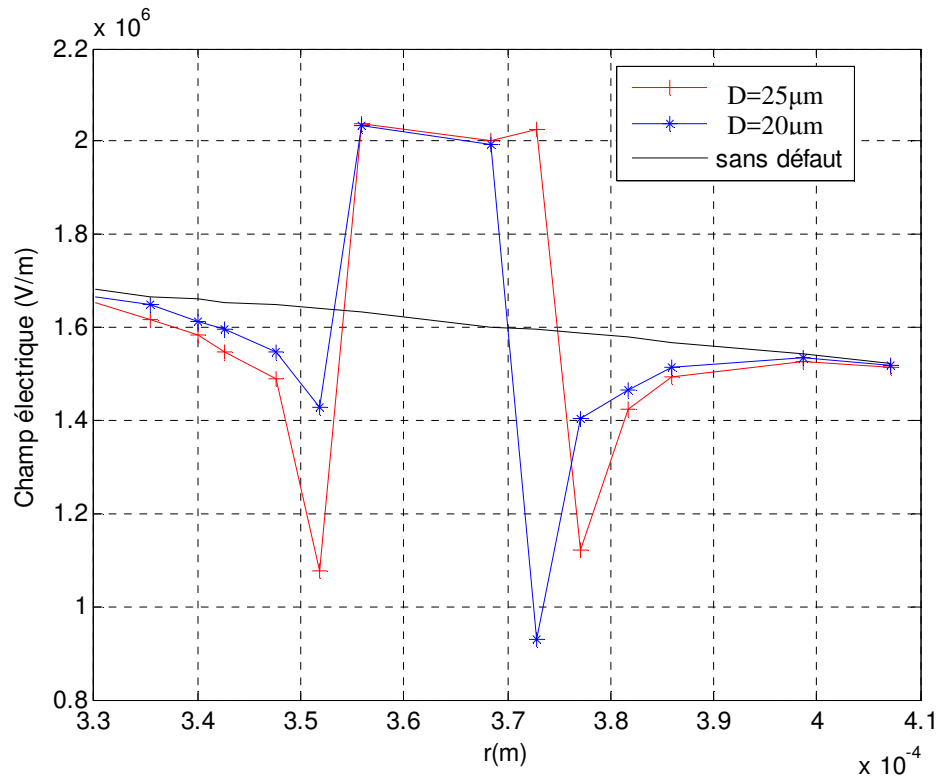


Figure IV.12 : Distribution du champ électrique pour les diamètres du défaut $D = 25 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$.

On peut conclure que les décharges partielles sont plus favorisées dans le cas des grandes dimensions.

IV.2.2. Influence de deux vacuoles de même taille sur la distribution du champ électrique

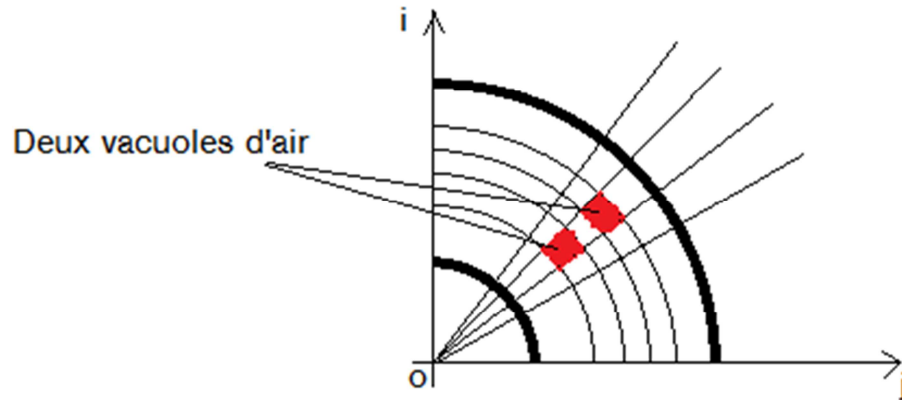


Figure IV.13 : Câble à isolation contenant deux vacuoles.

Nous avons étudié les distributions du champ électrique dans une isolation de deux vacuoles d'air de $2\ \mu\text{m}$ chacune, et se trouvant à $8,35\ \text{mm}$ de l'âme, bien qu'on remarque l'existence de distorsions importantes du champ électrique au niveau des centres des vacuoles, elles gardent les mêmes formes en comparant par le cas précédentes (cas d'une seule vacuole), leurs amplitudes sont très faible par rapport à la rigidité diélectrique de l'isolant (figure IV.14).

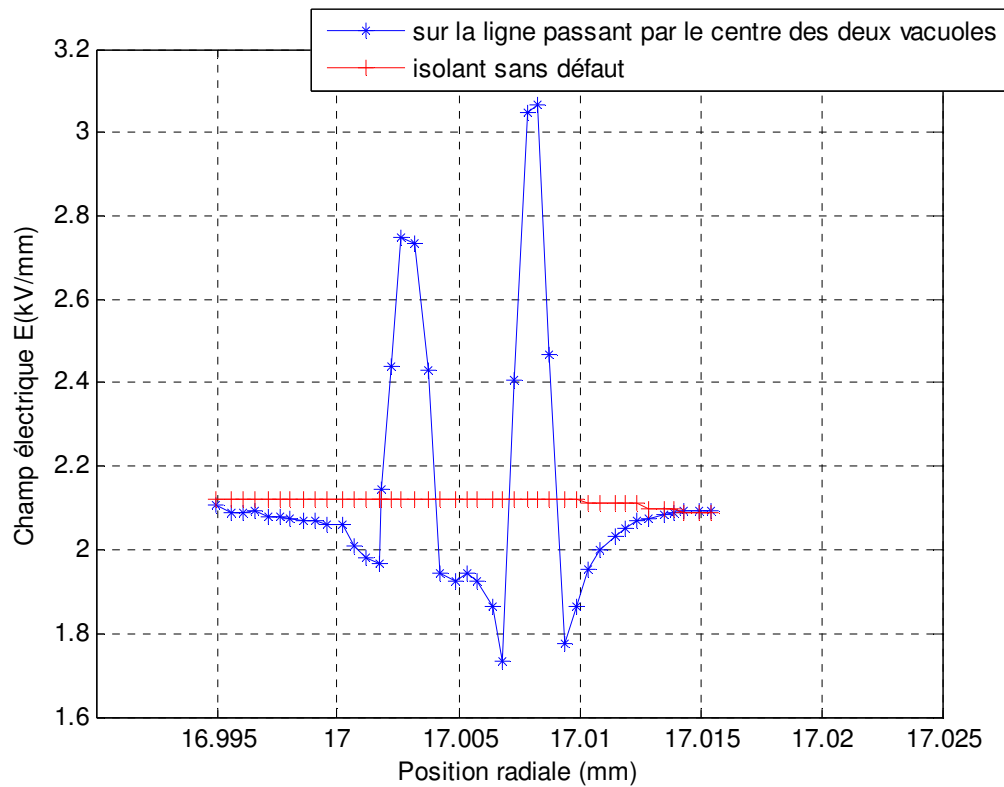


Figure IV.14 : Influence de deux vacuoles d'air de même taille ($D=2\ \mu\text{m}$) sur la distribution du champ électrique.

IV.2.3. Champ électrique en fonction de la position de la vacuole

Dans cette étude, nous traitons les trois cas suivants [28]:

- Un décollement entre l'isolant et l'âme.
- Une vacuole située à 8,35 mm de l'âme soit à 0,74% de l'épaisseur de l'isolant du côté de la gaine.
- Une vacuole se trouvant à proximité de la gaine de protection.

En effet nous avons étudié l'influence d'une vacuole d'air de $1\mu\text{m}$ ayant une permittivité relative égale à 1.

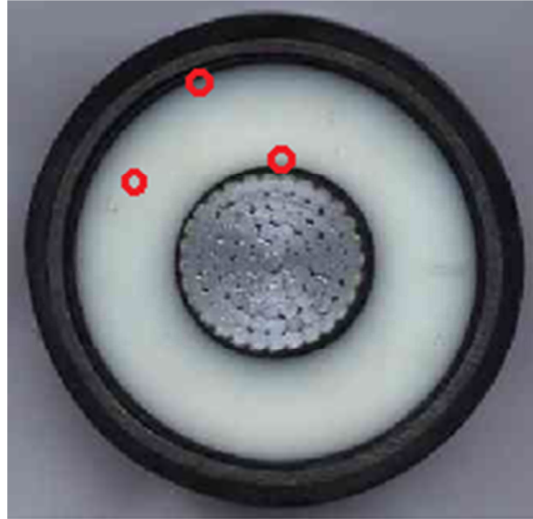


Figure IV.15 : Vacuole située à : 8.35mm, à proximité de la gaine, le cas d'un décollement.

a. Un décollement entre l'isolant et l'âme

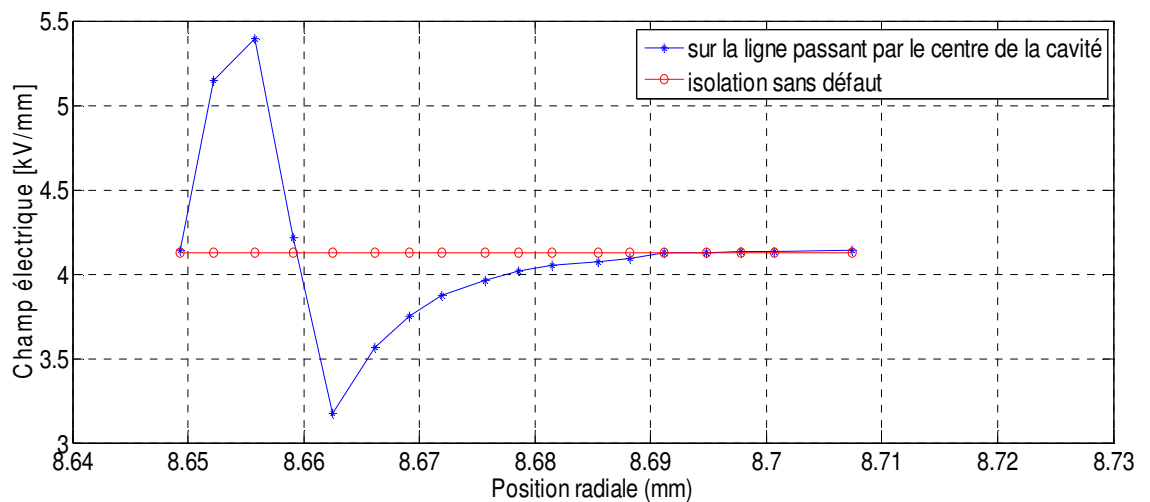


Figure IV.16 : Champ électrique sous l'influence d'un décollement.

b. Une vacuole se trouvant à proximité de la gaine de protection

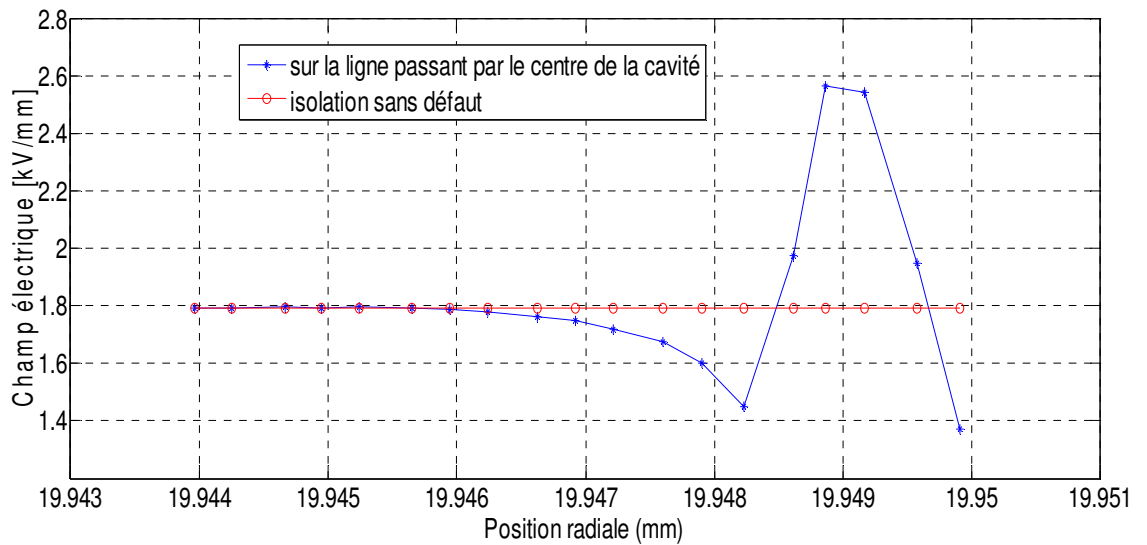


Figure IV.17: Champ électrique sous l'influence d'une vacuole à proximité de la gaine.

c. Cas d'une vacuole située à 8,35 mm de l'âme

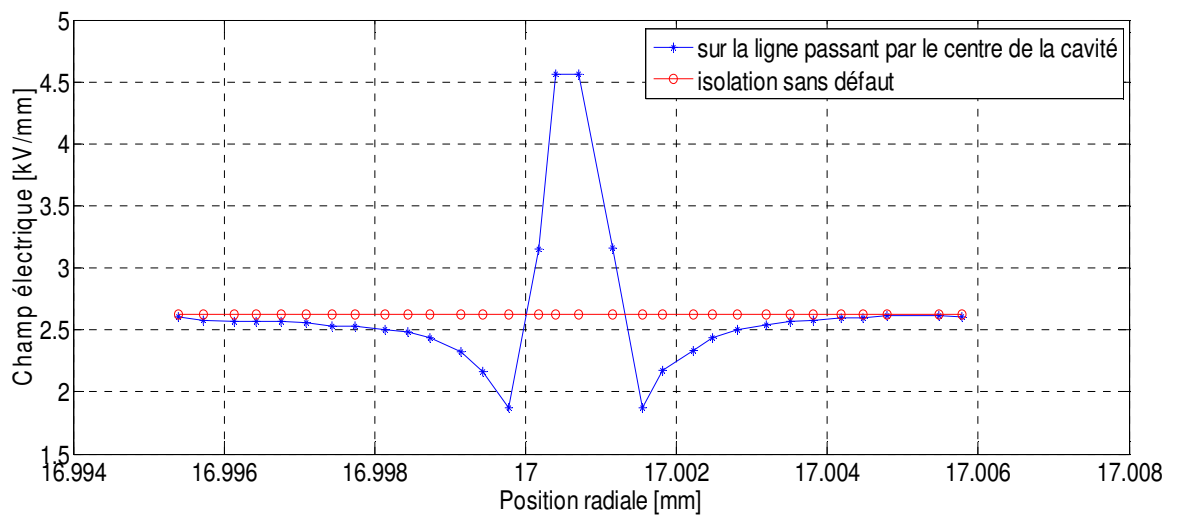


Figure IV.18 : Champ électrique sous l'influence d'une vacuole située à 8,35mm de l'âme.

A cause de la permittivité relative du gaz ($\epsilon_o=1$) qui est inférieure à celle du PRC ($\epsilon_r=2,3$), à l'intérieur de la vacuole le champ électrique est plus important que celui du PRC, La distribution radiale de ce champ est marqué par une distorsion accentuée à l'intérieur de la vacuole. Cette distorsion se redresse rapidement sur une distance d'environ trois fois le diamètre de la vacuole (Figures IV.16, 17, 18).

IV.2.4. Champ électrique à l'intérieur et autour du décollement en fonction de sa taille.

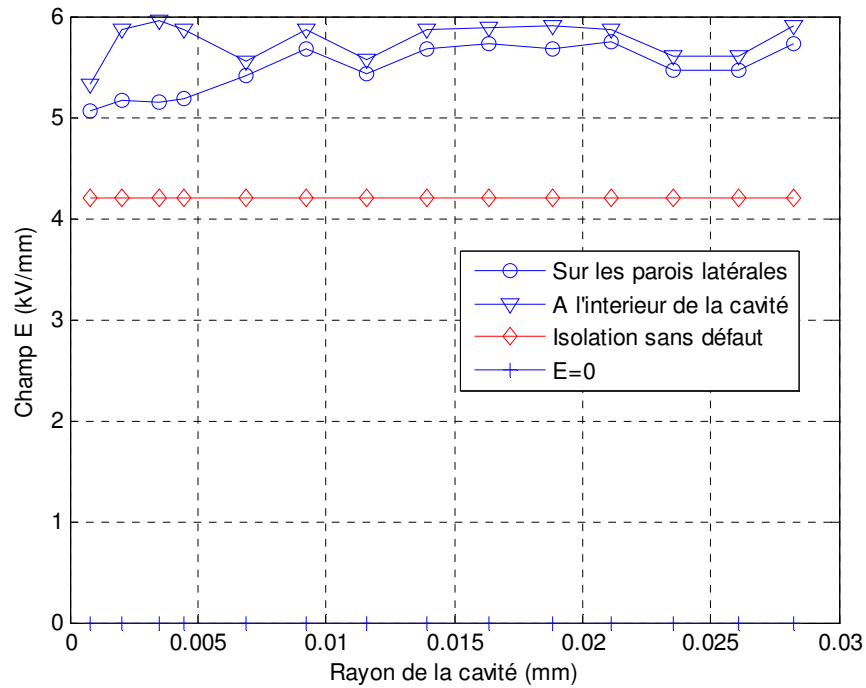


Figure IV.19 : Champ électrique à l'intérieur de la vacuole en fonction de sa taille

Sur la figure IV.19 représentant la variation du champ en fonction de la taille de la vacuole, on remarque que le champ à l'intérieur et sur les parois latérales de la vacuole fluctue. En effet on trouve pour le cas des rayons allant de 1 à 6 μm , le champ fluctue entre les valeurs de 5.4 kV/mm et 5.7 kV/mm.

V.1. Influence de la vacuole sur la pression électrostatique

Nous constatons sur les caractéristiques données en figure IV.20 que la pression électrostatique décroît aux interfaces et croît dans la vacuole pour atteindre une pression double que celle dans l'isolant. Cette distribution de la pression provoque incontestablement la compression de la vacuole et conduit à son allongement dans la direction radiale.

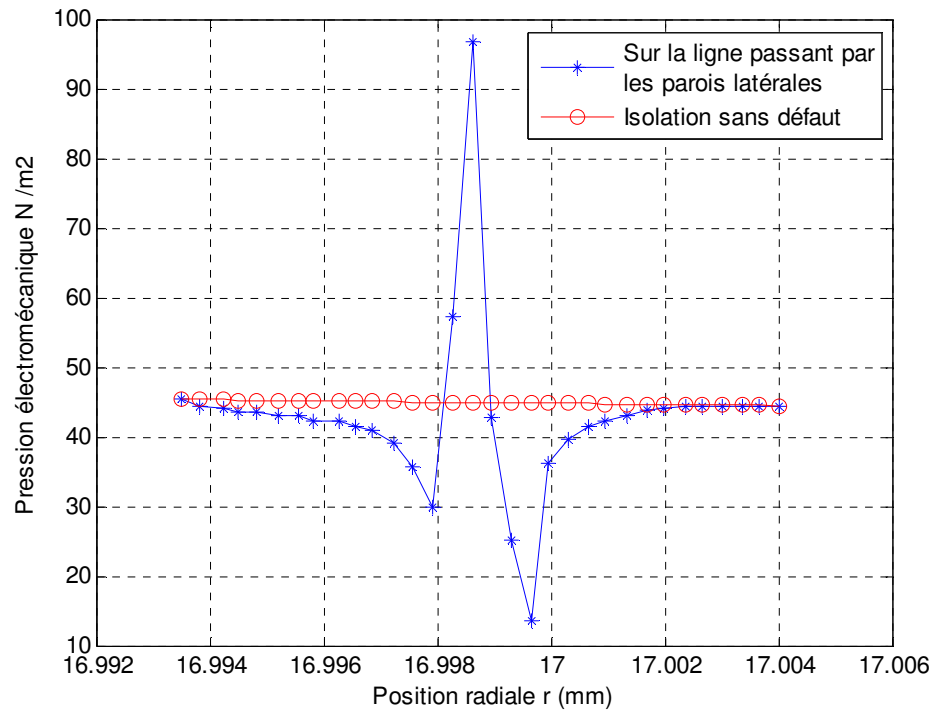


Figure IV.20 : Distribution de la pression électrostatique sous l'influence d'une vacuole située à 8,3 mm de l'âme.

V.2. Variation de la pression électrostatique en fonction de la position de la vacuole

Les résultats de calcul montrent que la pression électrostatique est sensible à la position de la vacuole dans la partie isolante [86] (Figure IV.21). Cette figure montre que plus cette position est loin de l'âme plus la pression électrostatique diminue.

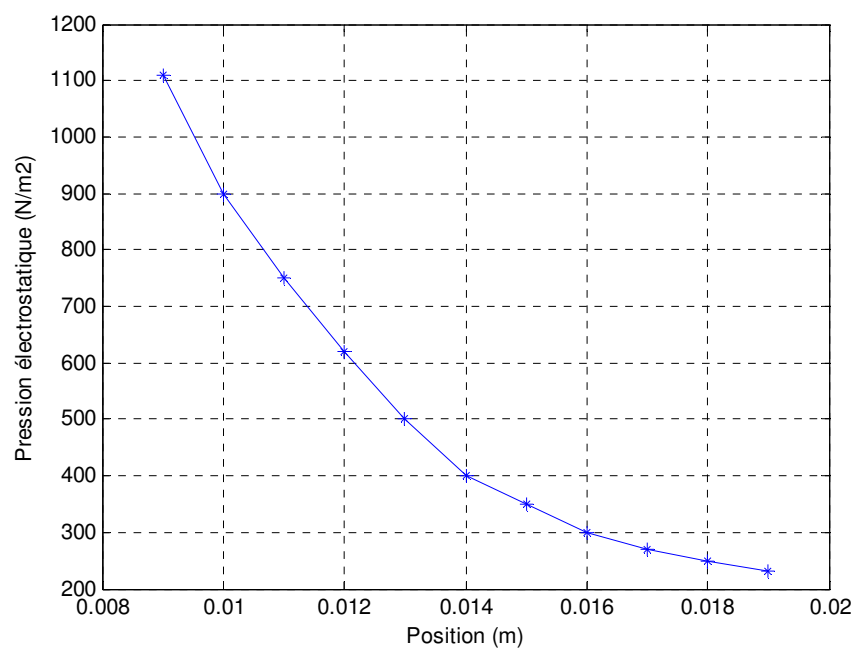


Figure IV.21: variation de la pression électrostatique en fonction de la position de la vacuole.

V.3. Variation de la pression électrostatique en fonction de la tension appliquée

En augmentant le niveau de la tension de 30 kV jusqu'à 1 MV, la pression électrostatique augmente jusqu'à atteindre une pression de 1,6 bar (Figure IV.22).

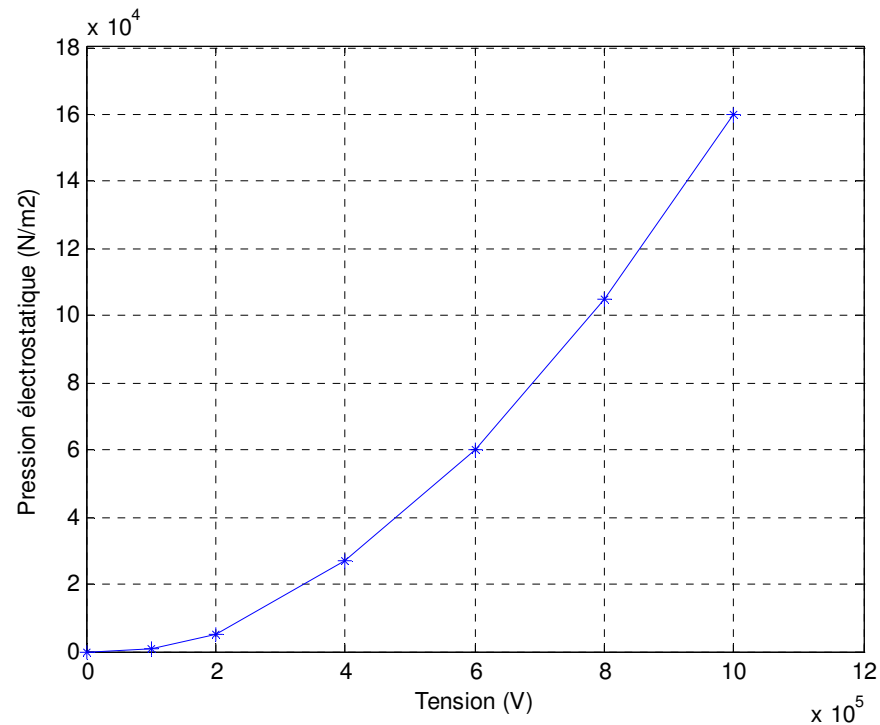


Figure IV.22 : variation de la pression électrostatique en fonction de la tension appliquée.

V.4. Variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée

On considère un diélectrique (PRC, $\epsilon_r = 4$) d'épaisseur $d = 10$ mm, à l'intérieur de laquelle se trouve une vacuole d'air en forme de disque plat de hauteur $d_l = 0,1$ mm.

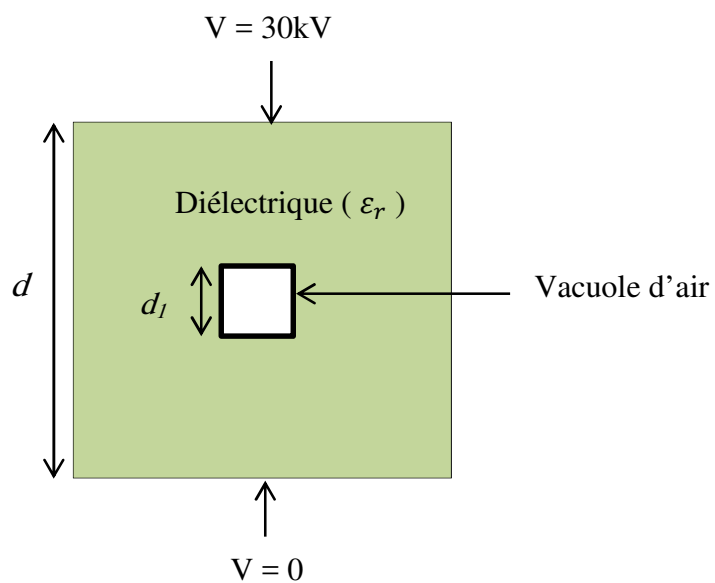


Figure IV.23 : Modèle géométrique d'un câble souterrain avec vacuole.

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 (à 8 mm de l'âme). Le résultat est représenté sur la figure IV.24.

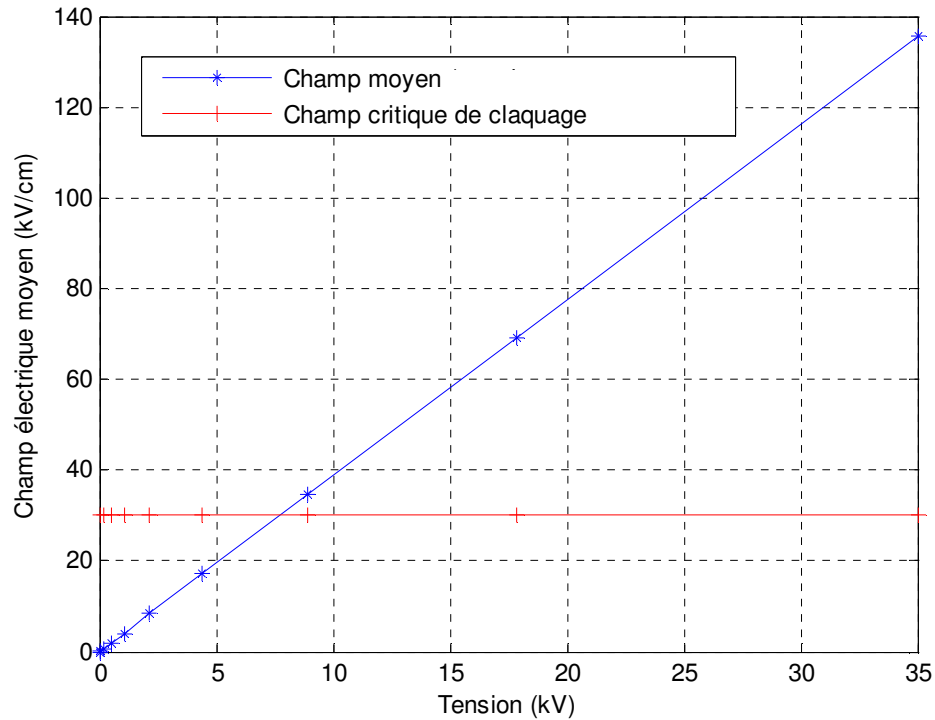


Figure IV.24 : Variation du champ moyen en fonction de la tension appliquée pour une position fixe de la vacuole (à 8 mm de l'âme).

A partir de cette figure, 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 (36kV/cm) à partir d'une valeur de tension appliquée proche de 7,5 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.

V.5.Variation de la permittivité relative équivalente en fonction de la tension appliquée

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 120 kV. Les résultats de simulations sont représentés à la Figure (IV.25).

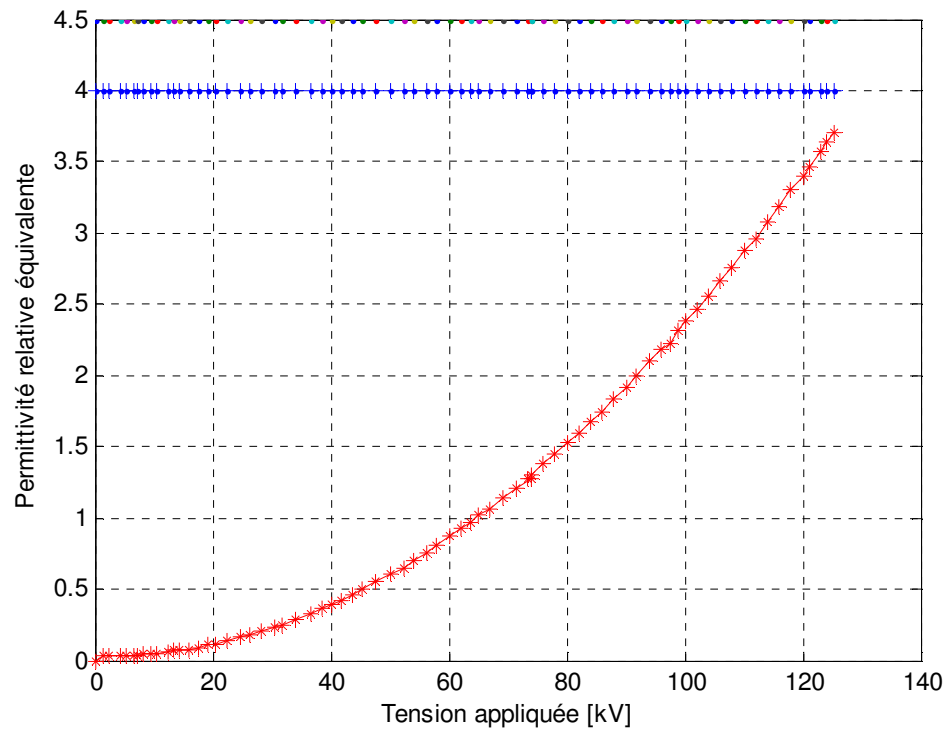


Figure IV.25 : Variation de la permittivité relative équivalente en fonction de la tension appliquée.

Les résultats de notre modèle est en accord avec ceux de la littérature, en effet, nous avons constaté que la permittivité relative équivalente augmente avec l'augmentation de la tension appliquée au diélectrique.

V.6. conclusion

Le modèle numérique établi est validé par les résultats du modèle analytiques pour une isolation homogène. Pour une isolation hétérogène, il permet de calculer la valeur des contraintes électriques et électrostatiques dans n'importe quel point de l'isolation électrique du câble contenant des vacuoles gazeuses.

Les résultats de notre modèles est en bon accord avec ceux de la littérature, il reste à noter que nous n'avons pas mis en exergue tous les paramètres qui interviennent dans le processus d'évolution des décharges partiels à l'intérieur des vacuoles. Nous n'avons pris en considération que ceux que nous considérons comme les plus importants. Mais, nous avons contribué par ce travail avec une approche très intéressante à l'étude du phénomène de rupture des isolants synthétiques des câbles électriques.

Conclusion générale

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'étude de la rupture des isolants solides, dont l'objectif est de comprendre le mécanisme de décharge électrique à l'intérieur d'une vacuole dans un câble de haute tension.

Il est tout à fait évident que l'étude des décharges partielles dans les câbles de haute tension relève d'une complexité assez importante. En effet, l'ensemble de facteurs favorisant cette apparition sont multiples et variables. Dans cette étude, nous avons essayé de mettre en évidence l'effet de quelques facteurs sur l'activité des décharges partielles et plus particulièrement la tension seuil d'apparition de ce phénomène néfaste.

Par notre étude nous avons essayé de donner en une première approximation la réponse à la question de l'influence de l'un de ces facteurs, et qui est à notre avis l'une des causes principales d'apparition des décharges partielles, celui de l'hétérogénéité de la partie isolante du câble.

Nous avons établi un modèle numérique, basé sur la méthode des différences finies, ce modèle établi est validé en une première étape par les résultats du modèle analytique pour une isolation homogène. Pour une isolation hétérogène où les vacuoles n'interagissent pas entre elle, les résultats de calcul numérique montrent que plus la dimension de la vacuole est grande plus l'intervalle des positions favorisent l'apparition des décharges partielles est grand. On peut conclure alors que les décharges partielles sont plus favorisées dans le cas des grandes dimensions. Dans ce cas, les électrons avec un libre parcours moyen relativement grand, peuvent acquérir plus d'énergie.

Classés comme des facteurs intrinsèques, l'impact de l'existence d'une vacuole de différentes tailles, différentes positions, ont été bien étudiées par simulation. En outre, l'influence de deux vacuoles d'air de même taille sur la distribution du champ électrique a été également discutée, dans ce cas, la distribution des deux contraintes reste semblable au cas d'une seule vacuole de même diamètre.

Se positionnant dans un câble de transport d'énergie, l'étude des distributions de champ électrique, notamment la valeur dans et autour des défauts a montré un intérêt considérable pour qualifier les phénomènes des décharges partielles.

Le champ électrique dans une vacuole dépend de sa position dans la partie isolante. Il laisse conclure que les vacuoles constituent une situation critique si elles sont situées près de l'électrode haute tension. En outre, la région où la distribution de champ électrique est affectée dépend fortement de la taille de la vacuole.

La pression électrostatique autour de la vacuole d'air est répartie d'une manière tendant à allonger la vacuole dans la direction du champ électrique. Les résultats nous ont montré que la

pression sur les parois latérales est toujours supérieure à la pression électrostatique dans le cas d'une isolation sans défaut.

Les résultats nous ont montré que l'intensité du champ électrique à l'intérieure d'une vacuole est inférieure au champ disruptif, ce résultat est aussi constaté quand nous donnons à la vacuole plusieurs positions dans l'isolation.

Finalement, nous pensons que l'activité répétée de la pression électrostatique, dite force de compression de Maxwell, va produire un phénomène de fatigue conduisant à la formation de microcanaux mettant ainsi en danger la stabilité du matériau isolant. Nous suggérons que ce travail soit enrichi en le complétant par le calcul de la température en cas de service normal et lors du passage de fort courant dans le câble. D'autre part, il nous semble aussi intéressant de traiter plusieurs vacuoles de diverses tailles avec des permittivités différentes occupantes des positions bien définies dans la couche isolante des câbles haute tension. En effet l'influence mutuelle entre plusieurs vacuoles, étant une perspective de ce travail, donnera sans doute une vue plus exacte quant au comportement des vacuoles gazeuses prises selon leur distribution réelle dans le câble.

Bibliographie

-
- [1] E. Aubert, "Diagnostic optique du vieillissement électrique des résines époxydes sous faible champ électrique". Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III, Paul Sabatier, Novembre 2008.
- [2] S-B. Christian, "Fonctionnalisation de surface de polymères par plasma à la pression atmosphérique. Animation de surface et dépôt de couches minces par un procédé de décharge par barrière diélectrique". Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III, Paul Sabatier, Novembre 2009.
- [3] M. Aguet, M. Lanovici, "Haute tension", Edition Georgi, 1982.
- [4] N. Lahoud, "Modélisation du vieillissement des isolants organiques sous contrainte électrique, application à la fiabilité des matériaux". Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III, Paul Sabatier, Mars 2009.
- [5] G. Tardieu, "Apport des mesures de luminescence à la compréhension du piégeage et du transport dans les isolants synthétiques", Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 2003.
- [6] M. Taleb, "Phénomènes aux interfaces des isolants : mesure et simulation", Doctorat de l'Université de Toulouse, 2011.
- [7] J.W. Summers, "A review of vinyl technology", Journal of vinyl and additive technology, Vol. 3, N° 2, pp. 130-139, Juin 1997.
- [8] L. Boukezzi, "Influence du vieillissement thermique sur les propriétés du polyéthylène réticulé chimiquement utilisé dans l'isolation des câbles de haute tension", Thèse de Doctorat en Génie Electrique, ENP Alger, 2007.
- [9] J.C. Dubois, "Propriétés diélectriques", Techniques de l'Ingénieur, publication A3140, 1984.
- [10] A. Von Hippel, "Les diélectriques et leur application", traduit par M.Sausade, Edition Dunod, Paris, 1961.
- [11] A. Barlow, "The chemistry of polyethylene insulation", IEEE, Electrical Insulation Magazine, Vol. 7, N° 1, pp. 8-19, 1991.
- [12] Y. Mecheri, "Influence du vieillissement thermique continu sur les propriétés diélectriques et mécaniques du polyéthylène réticulé chimiquement utilisé dans l'isolation des câbles moyenne tension", Thèse de Magister, ENP Alger, 1998.
- [13] S. Fusesserry, "Polyéthylènes basse densité", Techniques de l'Ingénieur, publication A3310, 1996.
- [14] Base de données des polymères, groupe Dedienne (www.polymeres.dedienne.com).

- [15] H. Kato and Y. Miyashita, "Elucidation of the chemical reaction in the crosslinked polyethylene insulation exposed to high temperature", Mitsubishi Cable Industries Ltd, pp. 391-400.
- [16] M. G Mossadek, "Etude par simulation du phénomène d'apparition des décharges partielles dans les cavités gazeuses contenues dans la couche isolante des câbles de haute tension", Thèses de Magister, Université de Laghouat, 2001.
- [17] Champtier, "Chimie macromoléculaire I", Edition Hermann, Paris, 1971.
- [18] 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, Université de Tizi-Ouzou, Algérie, 2003.
- [19] J.L. Parpal, J.P. Crine, "Study of semiconductor impurity diffusion in XLPE cable insulation under electrical aging", IEEE, Power Cable And Accessories 10 kV-500 kV, pp. 153-156, November 1993.
- [20] S. Péliou, "Impurities in XLPE cables", IEEE, Conference Record of the International Symposium on Electrical Insulation, pp. 339-342, Toronto, Canada, 3-6 Juin 1990.
- [21] D. Kind, H. Kâmer, "High voltage insulation technology", Edition Vieweg & Sohn, Allemagne, 1985.
- [22] A. Lacoste, L. Gausse, R. Michel, "câbles isolés", Technique de l'ingénieur, Vol D4 II, D641, 1, pp. 47-57, Paris, 1994.
- [23] G.P. Trotignon, J. Verdu, "Précis de la matière plastique", Edition Afnor-Nathan, Paris, 1984.
- [24] R. Fournier, "Les isolants en électrotechnique, essais-mécanismes de dégradation et applications industrielles", Edition Eyrolles, Paris, 1990.
- [25] J.P. Crine, J.L. Parpal, G. Lessard, "A new approach to the electric aging of dielectrics", Anuel Report, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Octobre 1989.
- [26] J. Verdu, "Vieillissement des plastiques", Edition Eyrolles, 1984.
- [27] G. Garcia, "Sur le comportement du polyéthylène réticulé chimiquement soumis à l'action des décharges partielles", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1980.
- [28] A. Nouar, "Etude de l'influence des cavités gazeuses et d'eau sur la distribution du champ électrique, de la pression électromécanique et des pertes diélectriques dans l'isolation des câbles de haute tension", Thèse de Magister, ENP, Alger, 1999.
- [29] R. J. Densley, B. Salvage, "Partial discharges in gaseous cavities in solid dielectrics under impulse voltage conditions", IEEE Trans. On Elect. Insul, Vol. EI-6, N°2, pp. 54-62, 1971.

-
- [30] IEC 60270, "Partial discharge measurements", 3rd Edition, 1998.
 - [31] F. H. Kreuger, "Partial discharge detection in high voltage equipment", Butterworth-Heinemann, pp. 78-85, 1990.
 - [32] J. Densley, Ageing mechanisms and diagnostics for power cables - an overview. *Electrical Insulation Magazine*, IEEE, 17(vol1) : 14-22, 2001.
 - [33] L. Niemeyer : A generalized approach to partial discharge modeling. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2(vol1) : 510-528, August 1995.
 - [34] B. Senouci, "Influence des impuretés sur la formation et le mode de la décharge dans le SF6 comprimé en polarité positive", Thèse de Doctorat és-Sciences, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1987.
 - [35] S. Boggs and J. Densley : Fundamentals of partial discharge in the context of field cable testing. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 16(1) : pp. 13-18, Sep 2000.
 - [36] G.C Garton, The energy of discharges and their interaction with solid dielectrics, gas discharges and the electricity supply industry, Butterworths, pp. 412-419, 1962.
 - [37] Bui Ai, R. Lacoste, P. Mengin, J. Galand, Phénomènes de décharges partielles, *Revue Générale de l'Electricité*, tome 79, N°3. pp. 253-258, 1970.
 - [38] Bui Ai, "Contribution à l'étude de la dégradation des isolants en feuilles sous l'action des décharges partielles", Thèse de Doctorat és-Sciences Physique, Toulouse, 1966.
 - [39] C. Menguy, Mesure de l'énergie des décharges partielles et dégradation des isolants, *SEE*. pp. 233-240, 1989.
 - [40] J. M. Meek and J.D. Craggs, *Electrical breakdown of gases*, John Wiley and Sons, New-York, 1978.
 - [41] I. Popescu, E. Badareu, "Gaz ionisés, décharges électriques dans les gaz", Dunod. Paris, 1968.
 - [42] Y. Segui, "Diélectriques -Courant de conduction", *Techniques de l'Ingénieur*, D2301, 2000.
 - [43] D. König, Y. Narayana Kao, "Partial discharges in electrical power apparatus", Vdeverlag, 1993.
 - [44] Hao Zhang, "Advanced techniques application of on-line partial discharge detection in power cable", Thèse de Doctorat, University of New South Wales, 2006.
 - [45] X. Ma, C. Zhou and I. J. Kemp, Interpretation of wavelet analysis and its application in partial discharge detection. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 9 (vol3) : 446 - 457, Juin 2002.
 - [46] Jeroen Veen, "On line signal analysis of partial discharges in medium-voltage power cables", Thèse de Doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 2005.

- [47] A. Nezar and N. Srinivas : On-line versus off-line partial discharge testing in power câbles, IEEE/PES Transmission and Distribution Conference and Exposition, 2 : 865-870, 2001.
- [48] E. Gulski, F. Wester, W. Boone, N. Van Schaik, E. F. Steenis, E.R.S Groot, J. Pellis and B.J. Grotenhuis : Knowledge rules support for CBM of distribution power cables. CIGRE, paper 104, 2002.
- [49] Maria van der Wielen, "On line detection and location of partial discharges in medium voltage power cables", Thèse de Doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [50] T. Lebey : Les décharges partielles dans le diagnostic des systèmes électriques. J3EA, Journal sur l'Enseignement des Sciences et Technologies de l'Information et des Systèmes, 4, Mars 2005.
- [51] E. Gulski, F.H. Kreuger, Computer aided recognition of discharge sources, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol.27, No.1, pp. 82-92, 1992.
- [52] A. Van den Bossche - L'isolation électrique, Revue E, 116^{ème} année, n°1, pp. 24-34, 2000.
- [53] L.A. Dissado and J.C. Fothergill, Ed. Peter Peregrinus Ltd, "Electrical degradation and breakdown in polymers", London, 1992.
- [54] C. Laurent, Technique de l'Ingénieur, "Diélectriques solides et charge d'espace", D2305, 1999.
- [55] N. Zebouchi, M. Bendaoud, R. Essolbi, D. Malec, Bui Ai and Hoang The Giam, "Electrical breakdown theories applied to polyethylene terephthalate films under the combined effects of pressure and temperature", Journal of Applied Physics , vol. 79, pp. 2497-2501, 1996.
- [56] M. Aguet, M. Lanoz, "Haute tension", Traité d'Electricité, Vol. XXII, Edition Presse P.R, Lausanne, 1990.
- [57] R. Goffaux, R. Coelho, Sur la rupture filamentaire différée dans les isolants électriques, Revue Phys. Appliquée, 17, pp. 55-64, 1982.
- [58] M. Fontanille, Y.Gnagnou, "Structure moléculaire et morphologie des polymères", Technique de l'Ingénieur, A 3042, AM1, 1994.
- [59] S. Tahar, "Etude par simulation de l'influence de la température sur l'apparition des décharges partielles dans les cavités gazeuses contenues dans la couche isolante des câbles de haute tension", Thèse de Magister, Laghouat, 2001.
- [60] S.W. Rowe, "Electrical ageing of composites : An industrial perspective". Proceedings of International Conference on Solid Dielectrics, pp. 401-406, 2007.
- [61] X. Zheng, G. Chen, "Propagation mechanism of electrical tree in XLPE cable insulation", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 15, N°3, pp.800-807, 2008.

-
- [62] L.A. Dissado, "Understanding electrical trees in solids : from experiment to theory", IEEE Transactions on Dielectrics Electrical Insulation, vol. 9, pp. 483-497, 2002.
- [63] J.H. Mason, The deterioration and breakdown of dielectrics resulting from internal discharges, Proc. IEE, 98, pp. 44-59, 1951.
- [64] J.H. Mason, Breakdown of solid dielectrics in divergent fields, Proc. IEE, 102C, 2, pp. 254-263, 1955.
- [65] G. Bahder, C. Katz, J. Lawson, W. Wahlstrom, Electrical and electrochemical treeing effect in polyethylene and cross-linked polyethylene cables, IEEE Trans. PAS-93, pp. 977-987, 1974.
- [66] R. Croxford, initiation of trees from conducting points or edges in solid insulation, Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques, 15.06, 1973.
- [67] G. Bahder, T.W. Dakin, J.H. Lawson, Analyse du claquage par arborescence, Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques, 15.05, 1974.
- [68] M. Nawata, H. Kawamura, Deterioration and breakdown due to treeing from a needleshaped void in organic insulators, Electrical Engineering in Japan, Vol. 88, N°10, pp. 45-49, 1968.
- [69] T.W. Billing, J. H. Masson, The effect of additives on discharge channel propagation in polyethylene, IEE, Conference on Dielectric Materials Measurements and Applications, pp. 93-96, 1970.
- [70] R.M. Eichhorn, Treeing in solid extruded electrical insulation, IEEE Trans. On Elect. Insul, Vol. EI-12, N°1, pp. 2-18, 1976.
- [71] F. Noto, N. Yoshimura, Voltage and frequency dependence of tree growth in polyethylene, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 207-217, 1974.
- [72] F. Noto, N. Yoshimura, initiation and growth of trees of polymeric dielectric materials, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 274-281, 1973.
- [73] F. Noto, N. Yoshimura, Growth and forms of trees in polyethylene studied using intermittent applied voltages, Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 165-170, 1972.
- [74] Y. Shibuya, S. Zoledziowski, J.H. Calderwood, Void formation and electrical breakdown in epoxy resin, IEEE Trans. On Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-96, N°1, pp. 198-207, 1977.
- [75] M. Stoica, F. Tanasesco, G. Giurgiu, A. Ifrim, Le phénomène d'arborescences dans les matériaux diélectriques synthétiques destinés à l'isolation des câbles de force, Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques, 15.11, 1978.

-
- [76] J.H. Lawson, W. Vahlström, Investigation of insulation deterioration in 15 and 22 kV polyethylene cables removed from service, part II, IEEE Trans. On power apparatus and systems, Vol. PAS-92, pp. 824-835, 1973.
- [77] C. Laurent, “Etude de la propagation des arborescences électriques dans le polyéthylène par voie optique et électrique”, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, 1979.
- [78] N. Rouha, “Caractérisation électrique et physico-chimique des arborescences électriques dans l’EPDM”, Thèse de Doctorat en sciences, ENP Alger, 2014.
- [79] R. Philippe, “Matériaux d’électrotechnique”, Traité d’électricité, Vol. II, Edition Presse P.R Lausanne, 1989.
- [80] D. Mc. Allister, J.R. Smitch, M.J Diserens, “Computer modelling in electrostatics”, Edition Research studies press, 1994.
- [81] J.P. Pellitier, “Techniques numériques appliquées au calcul scientifique”, Edition Masson, 1982.
- [82] Hallen E, Electromagnetic theory, Londres, Champman et Hall, 1962, pp. 35-73.
- [83] A. Toya , K. Motoi, K.Hirotsu, S. fukunaga, “Partial discharges in various voids in XLPE”, 10th International Symposium on High Voltage Engineering, Montréal, August 1997.
- [84] S. Tahar, “Etude des décharges partielles et leurs influences sur l’apparition des arborescences dans la couche isolante des câbles hautes tension”, Thèse de Doctorat en science, Biscra, 2011.
- [85] G.Wolzak, Van de Laar, “Partial discharges and the electrical aging of WLPE cable insulation”, research reports, Eindhoven university of technology, vol E-160, pp. 1-22, Eindoven, 1986.
- [86] G. Mossadek “Etude par simulation numérique de l’effet des contraintes électriques et électromécaniques sur l’apparition des arborescences électriques dans l’isolation des câbles moyenne tension”, Thèse de Doctorat en sciences, ENP Alger, Juillet 2009.

Résumé :

La période qui sépare l'application de la tension et l'apparition de la première branche d'arborescence est la phase de décharge la moins connue. Le présent travail a pour but de déterminer par simulation numérique l'effet d'une décharge partielle à l'intérieur d'une vacuole contenue dans l'isolation d'un câble de haute tension sur les paramètres de l'isolation, plusieurs paramètres sont considérés : tension, pression électrostatique, permittivité diélectrique..., la simulation est basée sur la résolution numérique de l'équation de Laplace par la méthode des différences finies.

Mots clés : Câble électrique, isolation, décharges partielles, vacuole, dégradation, vieillissement électrique, méthode des différences finies.

Abstract:

The period that separates the application of voltage and the apparition of the first branch of treeing is the least known discharge phase. The aim of this work is to determine by numerical simulation the effect of partial discharge inside a vacuole contained in the insulation of a high voltage cable on the parameters of the insulation, several parameters are considered : voltage, electrostatic pressure, dielectric permittivity..., The simulation is based on the numerical resolution of the Laplace equation by the finite difference method.

Key words: Electrical cable, insulation, partial discharges, vacuole, degradation, electrical aging, finite difference method.