

TABLE DE MATIERES

REMERCIEMENTS.....	2
LISTE DES FIGURES.....	7
INTRODUCTION.....	9
<u>PARITE 1: CONTEXTE GENERAL</u>	
CHAPITRE 1 :LE PHENOMENE DE CONTOURNEMENT D'UN ISOLATEUR POLLUE	11
I- Introduction	11
II- Les différentes sources de pollution des isolateurs	12
1- La pollution naturelle	12
2- La pollution industrielle.....	12
3- La pollution mixte	13
III- Le contournement d'un isolateur pollué	13
IV- Conclusion	15
CHAPITRE 2 :PROBLEMATIQUE : LA CONDUCTION SURFACIQUE-EQUATIONS.....	16
I. Introduction	16
II. La conduction surfacique sur les isolateurs pollués	16
III. Equations.....	17
IV. Conditions aux interfaces	20
1. Interfaces conducteur-isolant	21
2. Interfaces isolant-isolant.....	22
V. La conduction pure.....	25
VI. Conclusion	25
<u>PARTIE 2: PRINCIPALUX MODELES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE</u>	
CHAPITRE 1 :PRINCIPALUX MODELES STATIQUES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE	27
I. Introduction	27
II. Principaux modèles statiques de contournement.....	28
1. Modèle d'Obenaus [12, 13, 18]	28
2. Modèle de Neumarker [15]	30
3. Modèle d'Alston et Zoledziowski [26]	31
4. Modèle de Rizk [13]	31
5. Modèle de Claverie et Porcheron [39, 40].....	32

6.	Modèle de Rao et Gopal [46].....	35
7.	Modèle de J. Danis [23]	36
8.	Modèle de la couche mixte [5].....	37
9.	Modèle du disque circulaire [19].....	38
10.	Modèle de Nacke et de Wilkins [43, 20, 21].....	39
III.	Conclusion	41
CHAPITRE 2 :PRINCIPAUX MODELES DYNAMIQUES DE PROPAGATION DE L'ARC		
ELECTRIQUE		
42		
I.	Introduction	42
II.	Mécanisme de propagation	42
1.	Propagation par ionisation	42
2.	Propagation par force électrostatique.....	43
III.	Critères de propagation de la décharge	44
1.	Critère de Hampton [5].....	45
2.	Critère de Hesketh [30]	45
3.	Critère de Wilkins [43].....	46
4.	Critère de Nacke [13].....	46
5.	Critère de Claverie et Porcheron [38].....	47
6.	Critère de Nishimura [48]	47
7.	Critère d'Anjana et Lakshminarasimha [45].....	48
8.	Critère de Jolly et Chen [8]	49
9.	Critère de N. Dhahbi, A, Beroual et L. Krahenbul [35].....	51
A.	PREMIER CAS :	54
B.	DEUXIEME CAS :	55
C.	TROISIEME CAS	55
IV.	Modèles dynamiques.....	57
1.	Modèle de Rizk et Nguyen [9].....	57
2.	Modèle de Anjana et Lakshminarasimba [45].....	58
3.	Modèle de Sundararajan et Gorur [44].....	60

4. Modèle de N.Dhabbi et A.Beroual [36]	61
V. Vitesse de propagation	62
VI. Conclusion	65

PARTIE 3: RESULTATS ET SIMULATIONS

CHAPITRE1 :METHODES NUMERIQUES DE CALCUL DE CHAMP ET DE POTENTIEL POUR LES ISOLATEURS POLLUES EXISTANTS

I. Introduction	67
II. Méthodes des différences finies	67
III. Méthodes des éléments finis	68
IV. Méthodes de charges équivalentes	69
V. Méthodes des éléments frontières	70
VI. Commentaires sur ces différentes méthodes	72
VII. Méthode des équations intégrales de frontières	72
1. Fonction de Green de l'équation de Laplace	73
2. Méthode de l'identité de Green	73
VIII. Conclusion	74

CHAPITRE 2 :DEVELOPPEMENT DU MODELE DE LA CONDUCTION SURFACIQUE PAR LA METHODE DES EQUATIONS INTEGRALES DE FRONTIERE.....

I. Introduction	75
II. Application de la méthode des intégrales de frontière (MEIF)	76
III. Choix des variables et conditions aux interfaces « classiques »	77
IV. Condition d'interface polluée	78
V. Ensemble des équations à résoudre	80
VI. Commentaires	81
VII. Discrétisation numérique	81
1. Découpage en éléments finis	81
2. Discrétisation des équations	82
VIII. Calcul de différentes grandeurs	84
1. Champ tangentiel E_t	85
2. Densité surfacique de courant J_s	85
3. Densité de puissance thermique p	85
4. Champ électrique normal E_n	86
5. Module du champ électrique total E	86
6. Courant de fuite I	86
IX. Conclusion	87

CHAPITRE 3 :VALIDATION ET EXEMPLES

I. Introduction	88
II. Validation analytique.....	88

1. Solution analytique	89
2. Valeurs du potentiel	92
3. Module de Ψ	97
4. Module du champ tangentiel	97
5. Valeurs des courants	101
A) CALCUL DU COURANT DE CONDUCTION THEORIQUE J_c	101
B) CALCUL DU COURANT CAPACITIF THEORIQUE J_D	102
III. Conclusion	104
CHAPITRE 4 : APPLICATIONS ET EXTENSIONS	105
I. Introduction	105
II. Conception et choix des matériels d'isolation	105
III. Validation et interprétation d'essai de vieillissement accéléré	108
IV. Application à l'étude des conséquences thermiques	109
V. Calcul de la tension de contournement	111
VI. Calcul de potentiel sous surtension de manœuvre	113
VII. Conclusion	116
CHAPITRE 5 : REGARD SUR L'ENVIRONNEMENT	117
I. Introduction	117
II. Description du projet :	117
III. Evaluation de l'impact environnemental sans le projet	118
IV. Analyse de l'origine et de l'ampleur des dégâts influents sur le projet	119
V. Conclusion	120
CONCLUSION GENERALE	121
ANNEXES	122
BIBLIOGRAPHIE	132

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Etapes successives du contournement d'une couche polluante

Figure I-2 : Domaine d'intégration

Figure II.1 : Circuit électrique équivalent du modèle d'Obenaus.

Figure II.2 : Modèle cylindrique utilisé par Alston et Zoledziowski.

Figure II.3 : Montage expérimental pour le modèle de Claverie et Porcheron.

Figure II.4 : Schéma équivalent.

Figure II.5 : Modèle de J. Danis.

Figure II.6 : Modèle d'un isolateur à long fût et distribution de la résistance de pollution selon Boeheme et Obenaus.

Figure II.7 : modèle de disque circulaire tel qu'étudié par Woodson et Mc. Elroy.

Figure II.8 : Représentation schématique de la surface d'un isolateur et des pointes de barre de l'arc utilisé pour le calcul de la résistance de pollution selon :a) Nacke et b) Wilkins

Figure II.9 : Mécanisme de propagation par ionisation proposé par Wilkins

Figure II.10 : Courbure de la décharge dans la direction de l'écoulement du courant mettant en évidence l'existence d'une force.

Figure II.11 : Schéma d'un isolateur pollué

Figure II.12 : Circuit électrique équivalent

Figure II.13 : Schéma électrique équivalent.

Figure III.1 : Elément de maillage rectangulaire

Figure III.2 : Disposition des charges et des points de collocation

Figure III.4 : Isolateur pollué « modèle ».

Figure III.5 : Conditions aux bords de la surface polluées S .

Figure III.6 : Eléments de discrétisation.

Figure III.7 : Frontières de calcul des divers courants.

Figure III.8 : Géométrie 2D

Figure III.9a : Différents courants au point M

Figure III.9b : Géométrie 3D

Figure III.10 : Répartition du potentiel ($\sigma_s = 100\mu S$)

Figure III.11 : Répartition du potentiel ($\sigma_s = 1\mu S$)

Figure III.12 : Répartition du potentiel ($\sigma_s = 0.001\mu S$)

Figure III.13 : Module de psi et du champ tangent ($\sigma_s = 100\mu S$)

Figure III.14 : Module de psi et du champ tangent ($\sigma_s = 1\mu S$)

Figure III.15 : Module de psi et du champ tangent ($\sigma_s = 0.001\mu S$)

Figure III.16 : Courant de conduction et capacitif

Figure III.17 : Isolateur à capot et tige- ailettes à ondulation

Figure III.18 : Paramètres géométriques d'une nervure

Figure III.19 : Choc normal

Figure III.20 : Prolongement de U(t)

INTRODUCTION

Vue le changement climatique et la croissance de pollutions qui touchent plusieurs domaines à la fois (électrostatique, électromagnétisme, réseaux électriques, chimie,...), le but de la présente soutenance ; intitulée CONTRIBUTION A LA MODELISATION DYNAMIQUE DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES ISOLATEURS POLLUES AVEC DES DEPOTS DISCONTINUS ; est d'abord de sensibiliser les ingénieurs en général, et la JIRAMA en particulier, sur l'importance de ce thème, mais surtout d'apporter des solutions (modèles, conseils,...) qui pourraient être exploités par les industriels, entre autres JIRAMA, dans le but d'améliorer la fiabilité des lignes de transport d'énergie électrique. En effet, la pollution des isolateurs est l'une des causes de défaillance du réseau électrique.

Divers modèles mathématiques de contournement ont été développés. La plupart de ces modèles sont basés sur le modèle simple d'Obenaüs qui consiste à mettre en série avec un arc de longueur X une résistance qui simule la couche de pollution. Cependant, le traitement mathématique de ces différents modèles nécessite des hypothèses simplificatrices.

La simulation numérique, largement utilisée dans d'autres domaines des sciences de l'ingénieur en général et de l'électrotechnique en particulier, offre une alternative intéressante pour modéliser les décharges se propageant sur une couche de pollution.

La simulation numérique nécessite l'utilisation d'un code de calcul. Le code de calcul de champ électromagnétique tridimensionnel PHI3D [25], basé sur les équations intégrales de frontière, est composé de plusieurs modules qui traitent la magnétostatique linéaire, la magnétodynamique à très faible épaisseur de peau, la conduction électrique volumique et l'électrostatique. La réalisation de ces modules nécessite la modélisation des phénomènes physiques. L'objet de notre travail consiste à modéliser la conduction surfacique sur les isolateurs pollués et à établir un module « pollution » qui permet d'étudier le comportement d'isolateurs sous pollution.

PARTIE 1 : CONTEXTE

GENERAL

CHAPITRE 1 : LE PHENOMENE DE CONTOURNEMENT D'UN ISOLATEUR POLLUE

I- Introduction

Dès la conception jusqu'à l'installation des moyens mis en œuvre pour transmettre l'énergie électrique du lieu de production au lieu de consommation, l'entreprise doit assurer le bon fonctionnement des processus industriels, la sécurité des personnes, la stabilité et la continuité de l'alimentation électrique. La qualité de l'isolement de l'ouvrage, c'est-à-dire son aptitude à supporter la tension ou plus généralement les contraintes qui lui sont appliquées, est l'une des principales conditions pour respecter ces engagements.

Les diélectriques sont les éléments matériels qui assurent l'isolement, or leurs résistances à des contraintes électriques ne durent pas éternellement. Quand les contraintes atteignent une certaine valeur : tension de tenue nominale ou tension de décharge disruptive assurée, il se produit une rupture du pouvoir isolant qui se traduit par la formation d'un chemin conducteur à travers le corps isolant.

La pollution des isolateurs constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie dont il faut tenir compte lors du dimensionnement de l'isolement des lignes de transport et de l'appareillage électrique associé. En effet, les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes peuvent, par temps de pluie, engendrer une diminution considérable de la résistivité superficielle et par conséquent la réduction de la tension de tenue des isolateurs.

II- Les différentes sources de pollution des isolateurs

La pollution des isolateurs peut provenir de différentes sources : naturelle, industrielle, ou mixte.

1- La pollution naturelle

La pollution naturelle peut être d'origine marine ou désertique. Elle se traduit par des dépôts d'embruns, de sable ou de poussières véhiculés par des vents, des pluies.... Dans les régions froides, le givrage atmosphérique est aussi un facteur naturel. Le dépôt de glace accumulée sur les isolateurs entraîne la dégradation des propriétés électriques de l'isolation des lignes et favorise l'apparition de décharges pouvant conduire au contournement. En cas de forte pluie, un film continu d'eau peut s'établir d'une extrémité à l'autre de la chaîne d'isolateurs ou de la colonne isolante. Comme l'eau n'est jamais parfaitement isolante, ce phénomène peut entraîner le contournement de la chaîne d'isolateurs ; on parle du contournement sous pluie.

2- La pollution industrielle

Les activités industrielles peuvent avoir un impact sur les installations électriques et notamment sur les isolateurs de ligne de transport d'énergie. La pollution dans ce cas peut provenir des fumées évacuées à proximité des raffineries par des torchères pétrolières, des cimenteries, des complexes sidérurgiques, chimiques, ou même des centrales thermiques. Pour les régions exemptes de fumées, cette pollution peut être d'origine domestique et es due aux appareils de chauffage polluants les habitations, les véhicules,... ; elle peut aussi provenir des engrais agricoles. Les isolateurs se recouvrent de poussières faiblement conductrices, mais très hygroscopiques car elles ont tendance à absorber l'humidité de l'air. Dans les conditions de forte humidité comme le brouillard, la pluie, la condensation matinale..., la dissolution des sels contenus dans cette poussière provoque la formation d'une couche électrolytique. Les gaz présents dans les fumées absorbées par cette couche électrolytique en augmentent encore la conductivité. De la même manière que dans la pollution marine, un courant de fuite circule alors dans la couche superficielle et le contournement peut survenir.

3- La pollution mixte

La pollution mixte est le résultat de la combinaison d'une ou de plusieurs pollutions précitées. Cette forme de pollution est la plus sévère pour l'exploitation des ouvrages électriques. Par conséquent, quelle que soit la source de pollution, on observe la formation d'une couche électrolytique due à l'humidification d'un dépôt solide accumulé progressivement à la surface des isolateurs. Il est important de remarquer que par suite du lavage périodique des dépôts par la pluie, on atteint après une période plus ou moins longue d'exploitation, une « pollution limite » propre à chaque site qui dépend entre autre de l'intensité de la pollution atmosphérique, de l'adhérence des poussières, de la fréquence de la pluie,... La nature et les caractéristiques des agents contaminants sont très variées. Généralement, ils ne provoquent pas de dégradation de la rigidité diélectrique lorsqu'ils sont secs. Cependant, l'humidification d'un dépôt solide accumulé progressivement à la surface des isolateurs, quelle que soit sa nature, provoque la formation d'une couche électrolytique caractéristique du phénomène de pollution.

III- Le contournement d'un isolateur pollué

L'un des principaux critères pris en compte lors de la conception des isolateurs haute tension de plein air (isolation extérieure) est le comportement de leur surface en cas d'encrassement en service. La forte dégradation des isollements de surface par des couches étrangères conductrices entraîne des conséquences importantes.

L'accumulation des couches polluantes à la surface des isolateurs engendre une conductivité électrique superficielle. La répartition du potentiel le long de la ligne de fuite se trouve ainsi modifiée. Suivant les conditions atmosphériques comme la pluie fine, le brouillard..., la tension de rupture diélectrique de l'air peut être atteinte entre deux points de la surface isolante provoquant ainsi l'amorçage d'un arc électrique qui, par la suite court-circuite une partie de la ligne de fuite.

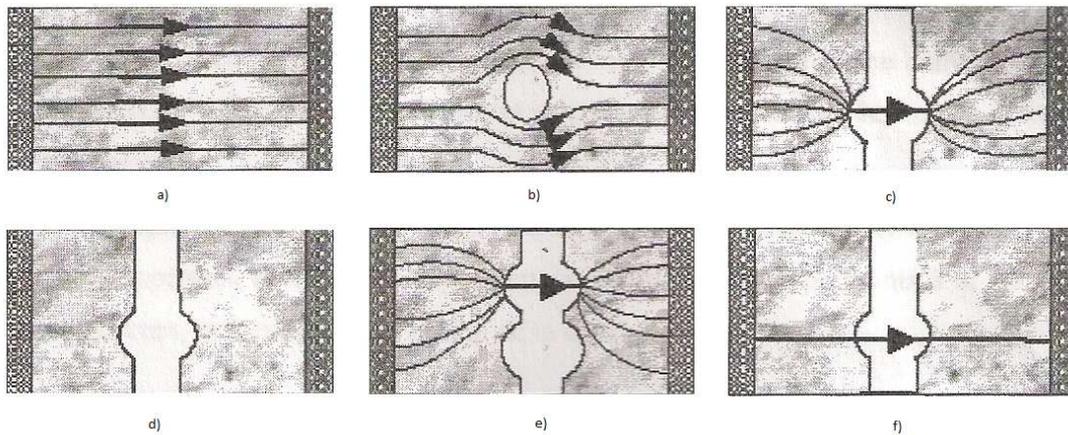


Figure I.1 : Etapes successives du contournement d'une couche polluante

➤ Figure I-1-a : il y a une apparition de courant de fuite entraînant une faible perte d'énergie (généralement supportable par l'installation). Ce courant de fuite provoque un échauffement de la surface isolante polluée qui pour effet d'accroître la conductivité du milieu et par suite le courant.

➤ Figure I-1-b : l'arc électrique peut entraîner, par effet thermique, une dégradation du support isolant de l'élément défaillant. En effet, l'échauffement croissant provoque un assèchement local de la couche polluante, la densité d'énergie fournie à la couche polluée s'accroît au droit de la zone sèche. Celle-ci a donc tendance à s'étendre latéralement jusqu'à l'interruption complète du courant.

➤ Figure I-1-c : la tension se trouve reportée aux bornes de la zone sèche et des arcs locaux sont susceptibles de s'amorcer. Au voisinage de cet amorçage, la constriction des lignes de courant conduit à un élargissement de la zone sèche.

➤ A partir de ce stade, l'évolution de la décharge peut se faire de différentes façons :

- Figure I-1-d : l'arc local peut s'éteindre ;
- Figure I-1-e : l'arc local peut se déplacer latéralement pour retrouver une position plus stable ;
- Figure I-1-f : l'arc peut s'allonger longitudinalement jusqu'à atteindre les électrodes et provoque ainsi le contournement.

La description du principe met en évidence les divers processus qu'il y a lieu de considérer pour parvenir à une modélisation complète du contournement des isolants : processus thermique qui gouverne l'assèchement de la couche polluée et processus d'ionisation qui déterminent l'amorçage des arcs locaux ainsi que leur élongation jusqu'au contournement.

IV-Conclusion

Le surdimensionnement des lignes électriques aériennes ne suffit pas pour supporter convenablement les contraintes électriques d'exploitation lorsqu'on enregistre un dépôt de pollution trop important sur les surfaces isolantes.

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

La mise au point des modèles plus performants est donc nécessaire. Elle passe par une analyse approfondie des processus physiques qui conduisent au contournement : dynamique de développement de l'arc de contournement, répartition du dépôt de polluants à la surface des isolateurs, processus d'humidification de la couche de pollution.

CHAPITRE 2 : PROBLEMATIQUE : LA CONDUCTION SURFACIQUE-EQUATIONS

I. Introduction

Parmi les nombreuses causes pouvant conduire à un déclenchement des ouvrages électriques (et ainsi parfois à une interruption de la distribution d'énergie électrique) le phénomène de pollution apparait comme très important [1]. Ce phénomène a pour origine le dépôt de pollution à la surface des isolateurs, suivi d'une humidification. Le dépôt humidifié favorise la circulation d'un courant de fuite à la surface des isolateurs. L'échauffement ainsi créé peut entraîner l'évaporation de l'eau contenue dans le dépôt de pollution. La répartition du potentiel est donc fortement modifiée et des amorçages d'arcs peuvent apparaitre. Dans un premier temps, nous allons voir le phénomène de conduction surfacique, ensuite nous présenterons les équations et les conditions qui gouvernent la répartition de potentiel pour un isolateur pollué.

II. La conduction surfacique sur les isolateurs pollués

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

Lorsque la couche est humidifiée, elle devient le siège d'un courant de conduction de valeur relativement importante et la répartition du potentiel électrique diffère de la répartition électrostatique. Cette circulation de courant à travers la couche de pollution est appelée conduction surfacique.

Le phénomène de conduction surfacique est dû à la conductibilité superficielle. Celle-ci est attribuée à la présence d'une couche mince d'eau ayant été rendue plus ou moins conductrice par la dissolution de substances provenant de la couche de pollution.

En absence de pollution, la dissolution de substance provenant de l'isolant lui-même peut engendrer cette conductibilité superficielle [26]. Ce phénomène reste toutefois marginal.

La conductibilité superficielle est mesurée par l'inverse de la résistance ρ_s qu'offre un carré « plan » pris à la surface de l'isolant lorsque la longueur du trajet de courant est égale à la largeur d'écoulement. Cette résistance ρ_s est communément appelée résistivité superficielle ou résistivité surfacique et son inverse, notée σ_s , conductivité surfacique. C'est cette dernière grandeur que nous allons utiliser dans la suite pour caractériser la couche de pollution à la surface d'un isolateur.

Plusieurs facteurs influent sur la conductivité surfacique, en particulier l'humidité et la température. L'échauffement de la couche dû à la circulation d'un courant de fuite modifie la conductivité de deux façons : l'accroissement de la température entraîne une augmentation de sa valeur (cas des électrolytes [27]) et l'évaporation de l'eau entraîne sa diminution [3]. Cette modification va influencer à son tour sur le courant, et ainsi de suite. Finalement des zones sèches de très faible conductivité surfacique apparaissent. En dehors de la présence de pollution, des couches semi-conductrices peuvent être appliquées volontairement à la surface pour avoir certains effets (réduction de la valeur du champ électrique, échauffement...) : on retrouve là aussi le phénomène de conduction surfacique.

III. Equations

La tenue diélectrique des matériels d'isolation est tributaire des répartitions du champ et du potentiel à leurs surfaces. Ces répartitions en présence de la conduction surfacique sont différentes des répartitions électrostatiques. Nous allons considérer les équations et les conditions qui gouvernent ces répartitions en prenant en compte la couche de pollution. Nous prenons comme hypothèses :

- Les isolants qui entrent en jeu ici (air, porcelaine...) possèdent une permittivité de valeur constante, une résistivité volumique nulle et une densité volumique de charge libre nulle,
- Les couches de pollution, lorsqu'elles existent, sont d'épaisseur très faible devant les dimensions de l'isolateur,
- La tension appliquée aux bornes de l'isolateur est alternative sinusoïdale à fréquence industrielle.

Les équations qui gouvernent la répartition du potentiel, dans un milieu donné, dérivent des équations de Maxwell. Celles-ci sont formées par quatre équations aux dérivées partielles qui lient les phénomènes magnétiques caractérisés par le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} aux phénomènes électriques caractérisés par le champ électrique \vec{E} et le déplacement électrique \vec{D} . Ces quatre équations sont :

$$\overrightarrow{rot \vec{E}} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$div \vec{D} = \rho \quad (1.2)$$

ρ : Densité volumique de charge.

$$\overrightarrow{rot \vec{H}} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.3)$$

J : Densité de courant.

$$div \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

Outre ces quatre équations, nous avons les relations constitutives qui lient D à E , J à E et B à H :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.5)$$

ε : Permittivité absolue du milieu.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.6)$$

μ : Perméabilité absolue.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad [A/m^2] \quad (1.7)$$

σ : Conductivité volumique.

Dans le cas des couches minces où l'on utilise la conductivité surfacique σ_s , l'équation (1.7) se transforme en une relation qui lie la densité de courant de surface J_s au champ tangentiel E_t :

$$J_s = \sigma_s E_t \text{ [A/m]} \quad (1.8)$$

Lorsque l'on applique une différence de potentiel alternative, la dérivation des grandeurs électriques par rapport au temps revient à les multiplier par la quantité $j\omega$ où j est l'unité imaginaire et ω la pulsation de la source. En tenant compte des relations constitutives, les équations (1.1) à (1.3) deviennent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.9)$$

$$\text{div}(\varepsilon\vec{E}) = \rho \quad (1.10)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \sigma\vec{E} + j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (1.11)$$

Comme le champ magnétique est faible, dans les équipements haute tension qui nous intéressent, nous pouvons négliger le second membre de l'équation (1.9), ce qui nous donne :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \vec{0} \quad (1.12)$$

Nous pouvons donc découpler les équations (1.10) et (1.12), qui gouvernent les grandeurs électriques de celles qui gèrent les grandeurs magnétiques. Si nous avons à calculer le champ magnétique ultérieurement nous utiliserons l'équation (1.11) après résolution de ces deux équations. Pour la suite, nous nous intéresserons davantage aux phénomènes électriques.

L'équation (1.10) n'est autre que la forme locale du théorème de Gauss qui traduit la conservation de charge. L'équation (1.12) nous permet de dire que le champ \vec{E} dérive d'un potentiel V :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{gradV} \quad (1.13)$$

Pour une couche mince présente à la surface de l'isolateur, le champ tangentiel \vec{E}_t est donné par :

$$\vec{E}_t = -\overrightarrow{grad_s V} \quad (1.13')$$

Où $grad_s$ représente l'opérateur gradient surfacique. Dans la suite, les opérateurs surfaciques sont caractérisés par l'indices.

L'introduction de la relation (1.13) dans l'équation (1.10) nous donne :

$$div(-\varepsilon \overrightarrow{gradV}) = \rho \quad (1.14)$$

Nous obtenons l'équation qui gouverne la répartition du potentiel dans un milieu de permittivité absolue ε avec une densité volumique de charge ρ .

Avec les hypothèses que nous utilisons, nous obtenons l'équation de Laplace (1.15) qui gouverne la répartition du potentiel dans les matériaux isolants utilisés, à savoir la porcelaine, le verre et l'air.

$$\Delta V = 0 \quad (1.15)$$

Notons que cette équation gouverne aussi la répartition du potentiel dans les matériaux conducteurs tels que les électrodes car ceux-ci sont des volumes équipotentiels.

IV. Conditions aux interfaces

Nous avons à résoudre l'équation (1.15) dans deux régions de propriétés physiques différentes (isolant solide, air) et présentant une ou plusieurs interfaces communes. En plus des interfaces isolant-isolant, nous avons aussi des interfaces conducteur-isolant. Nous allons donc voir les différentes conditions d'interface nécessaires pour avoir un problème bien défini.

1. Interfaces conducteur-isolant

Pour un point situé sur ces interfaces, nous avons la valeur du potentiel V_1 pris du côté de l'isolant qui doit être égale à la valeur V_2 du potentiel du côté conducteur :

- Dans le cas des électrodes sous tension ou liées à la masse, V_2 est connu,
- Dans le cas des conducteurs à potentiel flottant V_2 fait parti des inconnues du problème.

Nous allons établir l'équation qui prend en compte cette équipotentielle dans le cadre de nos hypothèses. Pour cela, nous partons de l'équation (1.3). En prenant la divergence de cette équation nous obtenons :

$$\text{div}(\vec{J} + j\omega\vec{D}) = 0 \quad (1.16)$$

Puisque la divergence d'un rotationnel est nulle. Cette équation n'est autre qu'une traduction de loi de conservation de courant. Nous intégrons sur le volume v_e occupé par l'équipotentielle :

$$\int_{v_e} [\text{div}(\vec{J} + j\omega\vec{D})] dv = 0 \quad (1.17)$$

En utilisant le théorème de la divergence, nous obtenons :

$$\int_{S_e} (\vec{J} + j\omega\vec{D}) ds = 0 \quad (1.18)$$

où S_e est la surface de l'équipotentielle.

Le premier terme de cette intégrale est la somme algébrique de courant de conduction qui entre ou sort de l'équipotentielle. Lorsque l'équipotentielle et la couche de pollution ont une frontière commune Γ_e (courbe), celui-ci devient :

$$\int_{s_e} (J) ds = \int_{\Gamma_e} \sigma_s \frac{\partial V}{\partial v} d\Gamma$$

où v désigne la normale extérieure à s_e . Ce qui nous donne pour l'équation (1.18) :

$$\int_{\Gamma_e} \sigma_s \frac{\partial V}{\partial v} d\Gamma + jw \int_{s_e} (D_n) ds = 0 \quad (1.18')$$

Lorsque l'équipotentielle n'a aucun contact avec la couche de pollution, l'équation (1.18) se réduit à :

$$\int_{s_e} (D_n) ds = 0 \quad (1.18'')$$

2. Interfaces isolant-isolant

Pour un point appartenant à ces interfaces, nous avons deux conditions. La première est que la valeur V_1 du potentiel vu du côté de l'air est égale à la valeur V_2 potentiel vu du côté isolant solide. Pour avoir la seconde condition, nous utiliserons le fait que nous sommes en présence de conduction surfacique. Le cas de l'interface sans pollution se traite alors en prenant une conductivité surfacique nulle.

Nous intégrons l'équation (1.16) sur un petit cylindre de surface ΔS et de hauteur h contenant une partie de l'interface (fig. I-2).

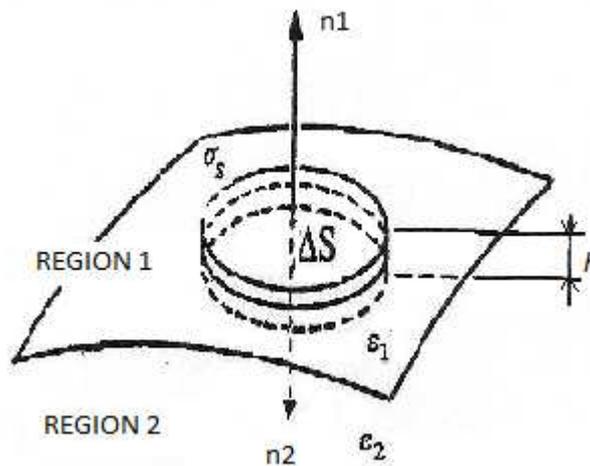


Figure I-2 : Domaine d'intégration

Ceci nous donne après utilisation du théorème de la divergence :

$$\int_S (J + j\omega D) dS = 0 \quad (1.19)$$

où S représente la surface totale du petit cylindre.

En supposant que h est négligeable devant le rayon de ΔS et ΔS suffisamment petit pour qu'on puisse y considérer D comme constant, l'intégrale du deuxième terme de l'équation (1.19) donne :

$$j\omega(D_{n1} + D_{n2})\Delta S$$

où D_{n1} et D_{n2} sont les composantes normale du déplacement électrique D de part et d'autre de l'interface.

Pour l'intégrale du premier terme, nous avons :

$$\int_V \text{div}(\vec{J}) dV = \int_{\Delta S} \text{div}(\vec{J}) h dS$$

Comme l'épaisseur h est très petite, on peut supposer que la densité de courant J est uniforme sur h et on peut introduire la densité de courant surfacique $J_s (= J * h)$ qui n'a qu'une seule composante qui est tangentielle et qu'on peut considérer comme constante sur ΔS , nous avons :

$$\int_{\Delta S} \text{div}(\vec{J}) h dS = \text{div}_s(\vec{J}_s) \Delta S$$

En définitive, nous obtenons après simplification par ΔS pour un point de l'interface isolant solide-air :

$$\text{div}_s(\vec{J}_s) + jw(D_{n1} + D_{n2}) = 0 \quad (1.20)$$

L'utilisation des relations constitutives nous permet de remplacer

$$\vec{J}_s \text{ par } -\sigma_s \overrightarrow{\text{grad}_s V}$$

$$D_{n1} \text{ par } \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \frac{\partial V}{\partial n1}$$

$$D_{n2} \text{ par } \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} \frac{\partial V}{\partial n2}$$

Où σ_s est la conductivité surfacique de la couche de pollution, ε_0 la permittivité absolue du vide, ε_{r1} la permittivité relative de l'air et ε_{r2} la permittivité relative de l'isolant. Ainsi l'équation (1.20) devient :

$$\text{div}_s(-\sigma_s \overrightarrow{\text{grad}_s V}) + jw\varepsilon_0 \left(\varepsilon_{r1} \frac{\partial V}{\partial n1} + \varepsilon_{r2} \frac{\partial V}{\partial n2} \right) = 0 \quad (1.21)$$

Cette équation lie les deux valeurs de la dérivée normale de V en un point de l'interface à ses variations tangentielles. Lorsque l'interface est sans pollution, nous obtenons la condition classique de la continuité de la composante normale du déplacement électrique :

$$\varepsilon_{r1} \frac{\partial V}{\partial n1} + \varepsilon_{r2} \frac{\partial V}{\partial n2} \quad (1.22)$$

Nous retrouvons les équations et les conditions d'interfaces qui gouvernent l'électrostatique, avec une forme particulière de la condition d'interface au niveau de la couche polluée.

V. La conduction pure

Lorsque la pollution est continue d'une électrode à l'autre avec une conductivité surfacique assez forte pour qu'on puisse négliger les courants de déplacement, la répartition du potentiel peut être déduite de l'équation (1.20) dans laquelle on néglige le second terme. Nous obtenons alors :

$$\operatorname{div}_s(-\sigma_s \overrightarrow{\operatorname{grad}_s V}) = 0$$

La recherche de la répartition du potentiel se ramène alors à la résolution d'un problème bidimensionnel sur une géométrie 3D.

VI. Conclusion

L'utilisation de la conductivité surfacique pour caractériser la couche de pollution présente un double intérêt : elle permet de ramener la résolution d'équation dans un volume de faible épaisseur à une résolution sur une surface. D'autre part, la conductivité surfacique est utilisée pour spécifier le degré de pollution dans une des méthodes d'essai sous pollution artificielle.

En présence de pollution, la répartition du potentiel pour un isolateur soumis à une tension alternative à fréquence industrielle est différente de la répartition électrostatique. L'ensemble des équations à résoudre devient des équations avec des inconnues complexes. En absence de pollution, la répartition sous tension alternative à fréquence industrielle n'est autre que répartition électrostatique classique.

**PARTIE 2 : PRINCIPAUX
MODELES DE
PROPAGATION DE L'ARC
ELECTRIQUE**

CHAPITRE 1 : PRINCIPAUX MODELES STATIQUES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE

I. Introduction

Lorsqu'une chaîne d'isolateurs neufs est installée, par exemple pour soutenir une ligne haute tension, elle remplit parfaitement son rôle de support mécanique et, de plus aucune décharge n'apparaît sur sa surface car la longueur de l'ensemble est telle que le champ électrique en chaque point de son voisinage est nettement inférieur à la rigidité diélectrique de l'atmosphère ambiante. Il est ainsi tant que l'isolateur reste propre et sec.

Malheureusement, dans un environnement naturel, des dépôts d'origine diverses (poussières, fumées, suie,...) peuvent s'accumuler de façon non homogène sur la surface isolante provoquant une conductivité électrique superficielle qui modifie la répartition du potentiel le long de la ligne de fuite. Cette hétérogénéité du champ électrique sur les différentes parties de l'isolateur peut encore être accentuée par l'humidification plus ou moins grande de la couche de pollution suivant les circonstances atmosphériques (pluie, brouillard, embruns,...). Dans ces conditions entre deux points de la tension isolante, la tension de rupture diélectrique de l'air peut être atteinte, entraînant l'amorçage d'une décharge électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite.

Pour adapter plus rationnellement les isolateurs d'un ouvrage à la sévérité de pollution -d'un site ou pour surveiller la qualité de l'isolement et donc d'éviter des éventuelles défaillances, il est impératif de disposer de modèles permettant de prévoir le contournement des isolateurs. C'est dans cette optique, plusieurs modèles furent développés afin d'établir le critère d'établissement de l'arc en continu, pour ensuite être étendu au cas d'une tension alternative.

II. Principaux modèles statiques de contournement

1. Modèle d'Obenaus [12, 13, 18]

De nombreux travaux ont été effectués pour analyser quantitativement les phénomènes d'arcs se produisant sur des surfaces isolantes planes, recouvertes d'une couche polluante, sous une tension continue.

Le modèle électrique de base constitué d'un arc de longueur X en série avec une résistance R_p (figure II.1) est proposé par Obenaus.

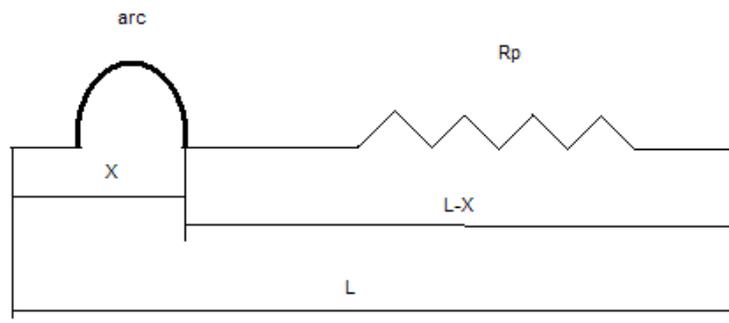


Figure II.1 circuit électrique équivalent du modèle d'Obenaus.

Il en a déduit la tension d'arc :

$$V_{arc} = \frac{XN}{I^n} \quad (2.1)$$

où I : Courant de fuite, n et N : Constantes de la caractéristique statique de l'arc.

En effet, d'après la loi d'Ohm, on peut écrire :

$$V = V_e + V_{arc} + R_p(X) \cdot I \quad (2.2)$$

où V : tension appliquée, V_e : chute de tension totale aux bornes des électrodes (dépendant des conditions expérimentales), $R_p(X)$: Résistance de la couche polluée, V_{arc} : tension d'arc telle que

$$V_{arc} = R_{arc}(X) \cdot I \quad (2.3)$$

avec R_{arc} : résistance d'arc par unité de longueur, I : courant qui traverse la couche polluée.

La décharge est caractérisée par la présence d'un champ électrique longitudinal E_a :

$$E_a = \frac{V_{arc}}{X} = N \cdot I^{-n} \quad (2.4)$$

D'où l'équation :

$$V_{arc} = N \cdot X \cdot I^{-n} \quad (2.5)$$

Ainsi, on obtient l'équation de la tension totale appliquée au système :

$$V = V_e + N \cdot X \cdot I^{-n} + R_p(X) \cdot I \quad (2.6)$$

Les valeurs des paramètres n et N dépendent du milieu dans lequel brûle la décharge.

2. Modèle de Neumarker [15]

En partant des travaux d'Obenaus, Neumarker a ajouté l'hypothèse d'une couche de pollution de résistance r_p uniforme par unité de longueur de fuite. Il propose l'expression suivante pour la résistance de pollution :

$$R_p(X) = r_p(L - X) \quad (2.7)$$

où L : longueur de fuite totale et r_p : résistance moyenne par unité de longueur.

En introduisant cette expression dans le modèle d'Obenaus, la tension V aux bornes de l'isolateur sera :

$$V = V_{arc} + r_p(L - X).I \quad (2.8)$$

Ou encore :

$$V = \frac{N.X}{I^n} + r_p(L - X).I \quad (2.9)$$

Ainsi Neumarker déduit le courant et la longueur d'arc critiques :

$$I_c = \left(\frac{NX}{I^n}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.10)$$

$$X_c = \frac{L}{n + 1} \quad (2.11)$$

D'où l'expression de la tension critique de contournement :

$$V_c = N^{\frac{1}{n+1}}.r_p^{\frac{n}{n+1}}.L \quad (2.12)$$

3. Modèle d'Alston et Zoledziowski [26]

Pour une tension de quelques kilovolts et avec l'hypothèse de Neumarker, Alston et Zoledziowski ont déterminé les conditions de maintien de l'arc électrique dans le cas d'un isolateur cylindrique de longueur L (figure II.2) :

$$U_{ex} = (n + 1) \cdot (N \cdot X)^{\frac{1}{n+1}} \cdot \left(r \cdot \frac{L - X}{n} \right)^{\frac{n}{n+1}} \quad (2.13)$$

avec X : longueur d'arc

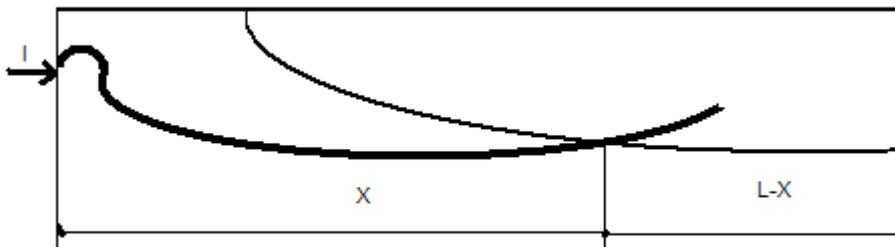


Figure I.2 : Modèle cylindrique utilisé par Alston et Zoledziowski.

4. Modèle de Rizk [13]

A partir d'une analyse théorique, Rizk a décrit le phénomène d'entretien de l'arc par le mécanisme de la rupture diélectrique. Il a mis en évidence l'expression de la rigidité diélectrique de l'espace résiduel et établi une relation entre la tension minimale V_c (tension de contournement minimale) nécessaire à l'entretien de l'arc, la résistance linéique r_p et la longueur de fuite L de la forme :

$$\frac{V_c}{L} = 23r_p^{0,4} \quad (2.14)$$

5. Modèle de Claverie et Porcheron [39, 40]

Pour le cas d'une tension alternative, nombreux modèles expérimentaux ont été proposés et le plus connu est celui de Claverie et Porcheron. Ils utilisent un modèle plan composé d'une plaque de porcelaine vernie, munie de deux électrodes en cuivre, et recouverte d'une couche de pollution (Figure II.3). Ils ont constaté au cours de leur essai que :

- La tension de contournement était fonction de la conductivité de la couche de pollution,
- Qu'il existait une longueur d'arc critique, indépendante de cette conductivité.

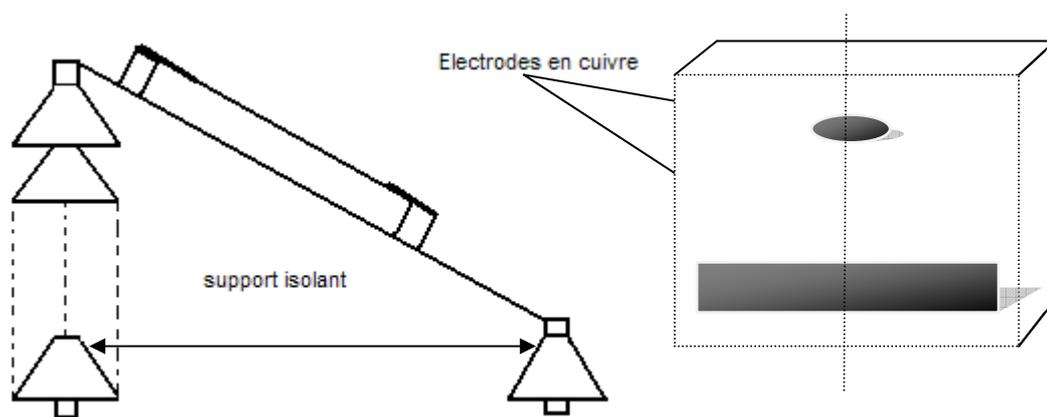


Figure II.3 : Montage expérimental pour le modèle de Claverie et Porcheron.

Le schéma électrique correspondant à ce modèle est donné par la figure II.4.

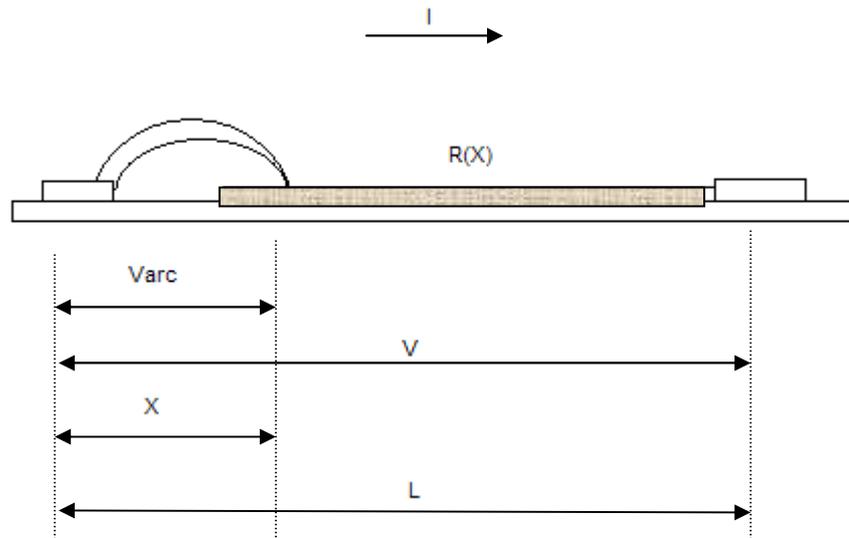


Figure II.4 : Schéma équivalent.

avec

V – Tension entre les électrodes,

I – Courant de fuite (en A),

L – Distance entre les électrodes,

X – Longueur de l'arc (en cm),

$R(X)$ – Résistance en série avec l'arc exprimée en fonction de X .

L'équation du circuit est la suivante :

$$V = V_{arc} + R(X).I \quad (2.15)$$

Des mesures en courant alternatif ont permis d'établir la tension d'arc pour un isolateur plan :

$$V_{arc} = \frac{100.X}{\sqrt{I}} \quad (2.16)$$

D'où :

$$V = \frac{100.X}{\sqrt{I}} + R(X).I \quad (2.17)$$

Comme on travaille en courant alternatif, le courant est interrompu à chaque alternance puis réapparaît quand la tension est suffisante pour provoquer le réamorçage de l'arc, arc qui ne pourra se maintenir ou se développer que sous certaines conditions (conductivité, phénomène d'échanges thermiques).

La condition de réamorçage établie par Claverie et Porcheron est donnée par l'inégalité :

$$V \leq \frac{N \cdot X}{I^n} \quad (2.18)$$

En effet, le terme $R(X) \cdot I$ est peu différent de zéro ; I est négligeable avant le réamorçage de l'arc électrique ; N et n sont des constantes trouvées respectivement égales à 800 et 0,5.

On a alors la tension minimale d'entretien de l'arc V_{cr} :

$$V_{ex} = \frac{800 X}{\sqrt{I}} \quad (2.19)$$

Claverie et Porcheron ont établi également une corrélation entre le courant de fuite et la tension de contournement. Une augmentation de la sévérité de pollution se traduit par une diminution de la résistivité de l'électrolyte ; la mesure du courant de fuite indique donc l'état de pollution. Le critère de contournement est le suivant : sous une tension V quand la résistivité diminue, I croît jusqu'à une valeur critique I_{cr} pour laquelle le contournement se produit :

$$V \sqrt{I_{cr}} = 800 \cdot X_{cr} \quad (2.20)$$

$$I_{cr} = \frac{64 \cdot 10^4 X_{cr}^2}{V^2} \quad (2.21)$$

X_{cr} Pourrait être connu selon les isolateurs en se référant à des expérimentations.

6. Modèle de Rao et Gopal [46]

D'après Rao et Gopal, l'équation de la tension de type $V_{arc} = \frac{X.N}{I^n}$ n'est valable que pour une décharge de type intermédiaire entre la luminescence et l'arc ; ce type d'équation peut être contesté lorsque la décharge se réamorce périodiquement. Ainsi, ils ont essayé d'expliquer les écarts entre les prédictions des modèles et les valeurs mesurées pendant le contournement, en introduisant une nouvelle équation exprimant le champ dans la colonne de la décharge :

$$U = \alpha + (\beta + X)v \left(\ln \frac{I}{\delta} \right)^{-3} \quad (2.22)$$

α, β, v et δ Sont des constantes qui dépendent de la nature des électrodes entre lesquelles se développe la décharge. Cette équation exprime la caractéristique $U(I, X)$ d'un arc de faible intensité se propageant dans l'atmosphère.

7. Modèle de J. Danis [23]

J. Danis a utilisé un modèle de forme géométrique simple (plaque ou cylindre) possédant plus d'une zone sèche (figure II.5.a) pour reproduire des couches similaires à celle observées sur les isolateurs pollués dans les conditions naturelles. La rupture des zones sèches survient alors de manière aléatoire (figure II.5.b). Le lieu d'apparition des arcs partiels, la forme et le mouvement des racines des arcs sur une surface polluée (figure II.5.c) dépendent ainsi de plusieurs facteurs dont on ne peut déterminer les effets instantanés. Le comportement macroscopique de ces arcs est alors de nature stochastique. La tension de contournement est donc une variable aléatoire et a une fonction de distribution.

Une simulation numérique des observations expérimentales, utilisant des photographies à grande vitesse (3000 images/seconde), a été utilisée pour déterminer cette tension.

En considérant que la résistance de la couche polluante est linéaire, ce modèle est régit par l'équation :

$$V = kI^{-n} + r_p(L - X)I \quad (2.23)$$

avec $n \leq 0,5$ et $200 \leq N \leq 400$; r_p est la résistance linéique.

Il a déduit les grandeurs critiques :

$$I_c = \left(\frac{k}{r_p}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.24)$$

et

$$V_c = L(kr_p)^{\frac{1}{n+1}} = kI_c^{-n} \quad (2.25)$$

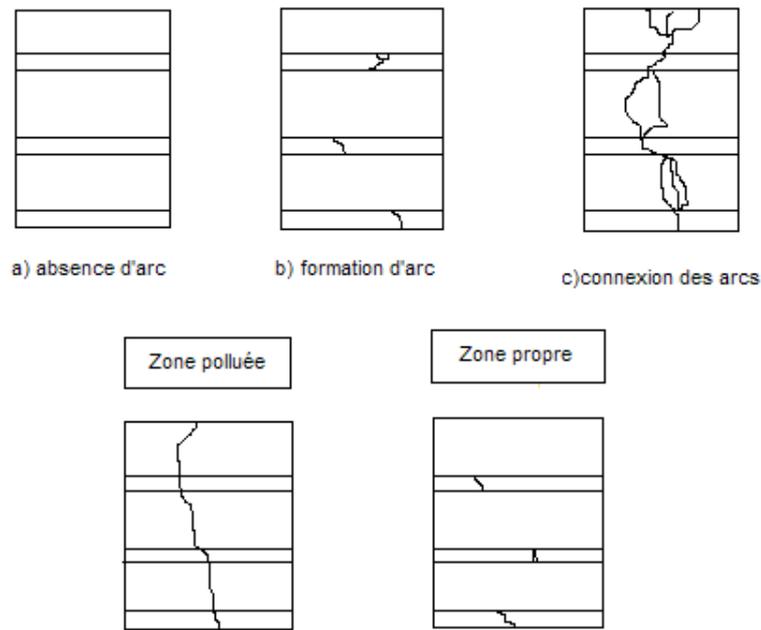


Figure II.5 : Modèle de J. Danis.

8. Modèle de la couche mixte [5]

Pour une couche de pollution mixte, dans le cas d'un isolateur à long fût, Obenaus et Boehme ont considéré que celle-ci est équivalent à deux couches résistantes en série, de résistances linéiques r_1 et r_2 , et correspond respectivement à la tige et aux ailettes comme indiqué sur la figure II.6. En décomposant la distance totale de fuite en deux distances partielles L_1 et L_2 respectivement et le critère de Hampton, ils ont déduit la relation ci-dessous donnant le gradient de contournement critique (en faisant certaines hypothèses et en choisissant l'exposant $n = 1$).

$$\frac{V_c}{L} = 0,8\sqrt{k}\sqrt{r_1} \quad (2.26)$$

où la constante $k = 80 [V^A/cm]$

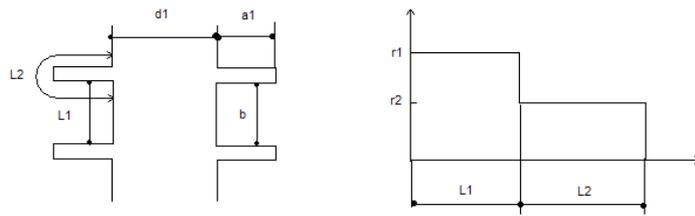


Figure II.6 : modèle d'un isolateur à long fût et distribution de la résistance de pollution selon Boeheme et Obenaus

En appliquant le critère d'Hesketh [31], l'expression devient :

$$\frac{V_c}{L} = 0.8(L \cdot r_p I) \quad (2.27)$$

où r_p est la résistance linéique sur une longueur de fuite L_1 ou L_2 .

9. Modèle du disque circulaire [19]

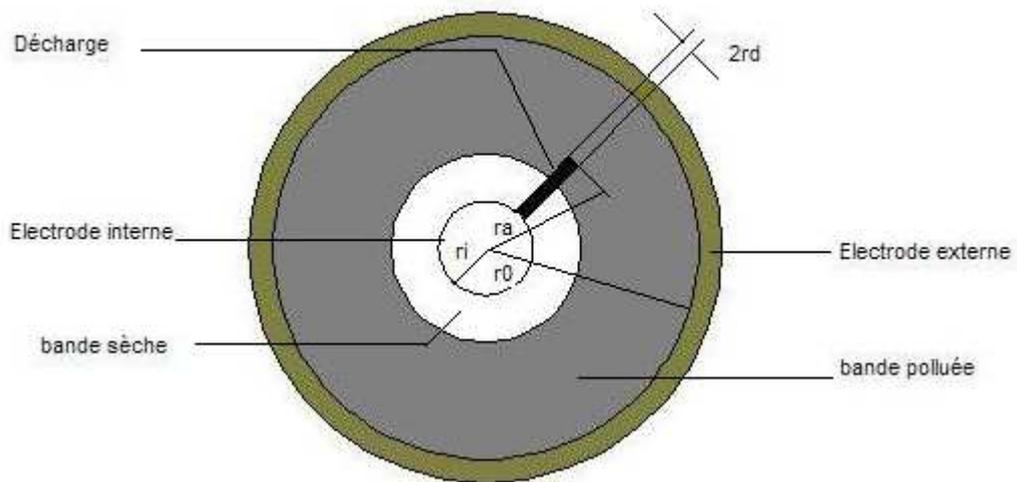


Figure II.7 : modèle de disque circulaire tel qu'étudié par Woodson et Mc. Elroy.

Partant de l'hypothèse que la résistance superficielle de la couche de pollution humide peut être exprimée en fonction du rayon de l'électrode externe et de la résistivité superficielle du polluant, Woodson et Mc. Elroy ont écrit :

$$R(X) = \frac{C}{\gamma} (r_0 - r_a)^m \quad (2.28)$$

avec

r_0 : Rayon de l'électrode externe

r_a : Longueur initiale de l'arc

γ : Conductivité superficielle

C : Constante déterminée expérimentalement pour une résistance de pollution

$$R(X) = 1,6 \cdot 10^{-2} [\Omega]$$

$$C = 1,4$$

Et m une constante.

10. Modèle de Nacke et de Wilkins [43, 20, 21]

Nacke et Wilkins ont considéré que les points à la base de l'arc forment des demi-cercles aux limites des bandes sèches (figure II.8a). La résistance de pollution est alors composée de deux termes : une résistance interne $R_i(X)$ propre aux deux cercles et une résistance externe $R_e(X)$ pour le reste.

Pour une largeur de bande étroite ($X_p/b \geq 2/\pi$) :

$$R_i(X) = \frac{1}{\pi\gamma} \quad (2.29)$$

et

$$R_e(X) = rX_p + \frac{2}{\pi\gamma} \text{Log}\left(\frac{b}{2\pi r_d}\right) \quad (2.30)$$

avec

$r = X_p/b$: La résistance linéique de pollution

X_p : Longueur de la couche polluée dans les conditions critiques.

b : Largeur de la surface de l'isolateur ; r_d : Rayon de la base de l'arc

Pour une bande large et pour un isolateur à ailette unique, la résistance externe est donnée par :

$$R_e(X) = \frac{2}{\pi\gamma} [0,68 + \ln\left(\frac{X_p}{r_d}\right)] \quad (2.31)$$

Pour un isolateur à ailettes multiples :

$$R_e(X) = \frac{2}{\pi\gamma} [0,3 + \ln\left(\frac{X_p}{r_d}\right)] \quad (2.32)$$

La résistance de pollution sera donc alors :

$$R(X) = R_i(X) + R_e(X) \quad (2.33)$$

Pour la même configuration (figure II.8.b), dans le cas d'une bande étroite, Wilkins a eu :

$$R(X) = r(L - X) + \frac{1}{\pi\gamma} \ln\left(\frac{b}{2\pi r_d}\right) \quad (2.34)$$

Et pour une bande large :

$$R(X) = \frac{1}{\pi\gamma} \left[\ln\left(\frac{2L}{\pi r_d}\right) - \ln\left(\tan\frac{\pi X}{L}\right) \right] \quad (2.35)$$

où :

X : Longueur d'arc

L : Distance totale de fuite de l'isolateur

Le désaccord existant entre les essais à courant continu et ceux à courant alternatif leur a permis d'introduire un facteur de conductivité.

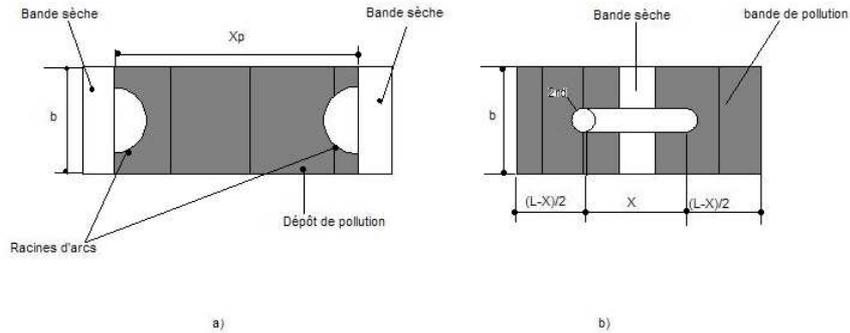


Figure II.8 : Représentation schématique de la surface d'un isolateur et des pointes de barre de l'arc utilisé pour le calcul de la résistance de pollution selon :a) Nacke et b) Wilkins

III. Conclusion

Les modèles que nous avons vus sont des modèles statiques, qui sont des dérivées du modèle simple d'Obenaus. Dans le chapitre suivant, nous présenterons des modèles dynamiques qui tiennent compte de l'évolution dans le temps des paramètres physiques participant dans le phénomène de contournement d'un isolant pollué.

CHAPITRE 2 : PRINCIPAUX MODELES DYNAMIQUES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE

I. Introduction

Alors que plusieurs paramètres évoluent dans le temps, l'étude du phénomène de contournement a été souvent effectuée en utilisant des modèles statiques. Afin de se rapprocher le plus possible de la réalité et parer à cet handicap, de nouveaux modèles, tenant compte de la variation dans le temps de certains paramètres, ont été proposés. Ainsi, des lois physiques sont utilisées pour établir des critères de propagation de la décharge et pour étudier la dynamique de cette décharge.

II. Mécanisme de propagation

1. Propagation par ionisation

Wilkins et al Baghdadi ont propos un mécanisme d'élongation basé sur l'ionisation et le déplacement discontinu de la tête de la décharge. D'après Wilkins, la chance d'ionisation dans la région précédent l'avant de la décharge est grande, étant donné que la température ainsi que le potentiel sont élevés dans cette région.

Si l'ionisation est suffisante, alors il y a circulation d'un courant électrique. La conductivité du nouveau trajet croît avec celui-ci, tandis que celle du trajet précédent dans l'électrolyte reste constante (figure II.9). Par conséquent, le courant total change progressivement de trajet, entraînant ainsi une élongation δ de la décharge.

Wilkins parle d'ionisation, de passage de courant et de l'existence d'un champ à la tête de la décharge sans évoquer le claquage de l'air. Sous le nom d'ionisation, il considère en réalité une rupture diélectrique progressive.

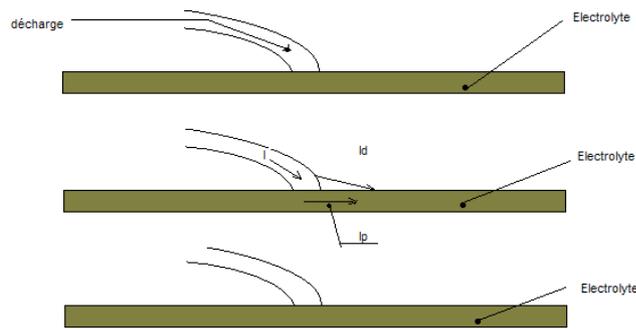


Figure II.9 : mécanisme de propagation par ionisation proposé par Wilkins

2. Propagation par force électrostatique

A partir des observations faites sur un canal d'électrolyte, Rahal a essayé de démontrer l'existence d'une force électrostatique s'exerçant sur la décharge, responsable du déplacement de l'arc. Il a montré que du point de vue électrique macroscopique, cette force est due à la dissymétrie de distribution de potentiel qui est causée par le passage du courant dans le liquide couvrant la surface isolante. Cette force va provoquer la courbure de la décharge vers l'électrode masse (figure II.10). Une fois les conditions critiques satisfaites, la décharge se déplacera alors vers l'électrode masse. D'après Rahal, l'existence de cette force implique en effet, que l'on considère la décharge comme un élément de circuit doué d'une certaine auto-consistance macroscopique et susceptible de s'étirer de façon plus ou moins élastique. En plus, il a constaté l'existence de cette force quelle que soit la tension appliquée.

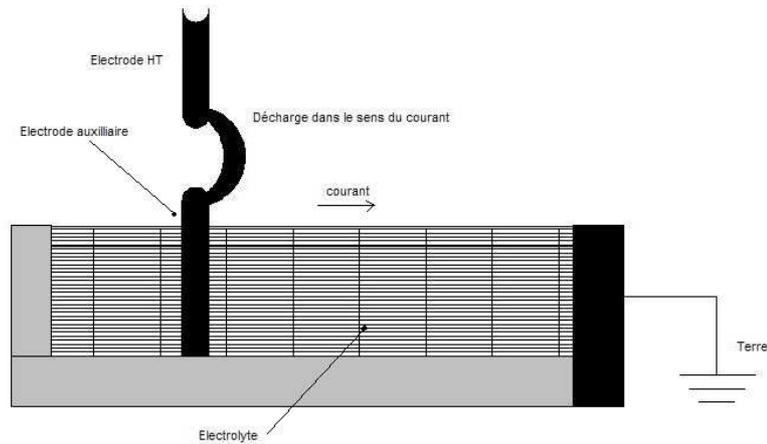


Figure II.10 : Courbure de la décharge dans la direction de l'écoulement du courant mettant en évidence l'existence d'une force.

III. Critères de propagation de la décharge

Les isolateurs des équipements des lignes aériennes se couvrent progressivement des couches de pollution. Ces couches lorsqu'elles sont humidifiées deviennent conductrices et laisse passer un courant de fuite. Ce qui engendre un échauffement non uniforme, d'où une formation de bandes sèches dans les régions à la plus forte densité de courant. Lorsque plusieurs bandes sèches se forment en même temps, après quelques secondes, une de ces bandes va prédominer. La chute de tension aux bornes de la bande sèche est égale à la tension qui a été appliquée initialement aux bornes des électrodes de l'isolateur. Ce qui conduit à une augmentation du champ au niveau de la bande sèche, à un amorçage d'arc et au contournement de l'isolateur pollué.

Les principaux critères de propagation rencontrés dans la littérature, ont été établis sur la base faisant intervenir soit le champ électrique, soit le courant, soit la puissance, soit l'énergie fournie par la source ou encore les impédances.

1. Critère de Hampton [5]

Dans son expérience, Hampton a remplacé la pollution en série avec l'arc par un jet d'eau salée. L'arc se déplace donc à la surface de l'eau. Pour cet auteur, le contournement aura lieu lorsque le gradient de tension dans l'arc est inférieur au gradient de tension dans l'eau. Dans le cas d'un isolateur pollué, il conclut que le contournement aura lieu lorsque le gradient dans l'arc est inférieur au gradient dans la couche de pollution. En d'autres termes, le contournement se produit quand le champ E_p dans la colonne d'eau dépasse le champ à l'intérieur de l'intérieur de l'arc E_a :

$$E_a < E_p \quad (2.36)$$

2. Critère de Hesketh [30]

En supposant que l'arc en série avec la couche de pollution mouillée se modifie de façon à rendre maximal le courant qu'il tire de la source d'alimentation, Hesketh a établi un critère de propagation de l'arc, exprimé par la relation :

$$\frac{dI}{dX} \geq 0 \quad (2.37)$$

I étant le courant d'arc.

3. Critère de Wilkins [43]

Ce critère a été établi sur un modèle unidirectionnel. En considérant que le système se place dans la configuration qui lui permet de dissiper le maximum d'énergie, Wilkins a généralisé la condition énoncée par Hesketh et établi un critère de propagation utilisant la puissance P fournie par la source ; le contournement a lieu lorsque :

$$\frac{dP}{dX} \geq 0 \quad (2.38)$$

P est la puissance fournie par la source et X la longueur de l'arc.

Pour Wilkins, le mouvement de la décharge se produit lorsque la puissance P augmente avec son élongation. Lorsque la tension appliquée au système est constante, le critère de Wilkins se réduit à la condition établie par Hesketh.

4. Critère de Nacke [13]

Ce critère a été établi en régime continu. L'auteur a appliqué le principe du mouvement virtuel. Le courant étant considéré constant, il a exprimé l'accroissement du potentiel U du système qui résulterait d'une petite variation de la longueur d'arc sous forme différentielle :

$$dU = \left(\frac{dV_{arc}}{dX} \right)_i dX + i \left(\frac{dR_p}{dX} \right)_i dX_p \quad (2.39)$$

avec

V_{arc} : Tension d'arc

R_p : Résistance de pollution

X : Longueur d'arc

X_p : Longueur de la couche de pollution

Pour cet auteur, l'arc se déplace si $dU < 0$ (instabilité mécanique).

5. Critère de Claverie et Porcheron [38]

Pour ces deux auteurs, le contournement a lieu sous la tension V lorsque le courant de fuite I tend vers la valeur critique I_c donnée par la relation :

$$V\sqrt{I_c} = 800X_c \quad (2.40)$$

où X_c est la longueur d'arc critique. Elle est donnée par la relation :

$$\frac{d[X^2R(X)]}{dX} = 0 \quad (2.41)$$

Dans cette équation $R(X)$ est la fonction de répartition de la couche polluante.

6. Critère de Nishimura [48]

Nishimura a proposé un critère purement expérimental qui permet de prévoir la tension d'amorçage d'un arc de longueur l et la tension de contournement en continu. Il exprime la tension aux bornes d'un isolateur pollué comme étant la somme de trois termes : la tension de propagation d'arc V_s , la tension d'arc statique V_a et la chute de tension dans la pollution V_r tel que :

$$V_s = bi^n \quad (2.42)$$

$$V_a = \frac{0.006 l}{i} + 0.04 l + c \quad (2.43)$$

$$V_r = R(l)i \quad (2.44)$$

Soit :

$$V = bi^n + \frac{0.006 l}{i} + 0.04 l + c + R(l)i \quad (2.45)$$

Avec b , c , n des constantes et $R(l)$ la résistance de la couche de pollution en série avec un arc de longueur l . Il suppose que l'effet de la température est négligeable pendant la propagation de l'arc et prend $n = 1$. Ce qui donne le courant de fuite i :

$$i(l) = \frac{(V - 0.04l - c) + \sqrt{(V - 0.04l - c)^2 - 0.24l(R + b)}}{2(R + b)} \quad (2.46)$$

Pour avoir un courant $I(l)$ réel, il faut que le terme sous le radical soit positif. Il cherche donc la valeur maximale de V :

$$V = \sqrt{0.24l(R(l) + b)} + 0.04l + c \quad (2.47)$$

Pour l compris entre 0 et L (longueur de la ligne de fuite totale) et assimile cette valeur à la valeur de tension minimale de contournement.

7. Critère d'Anjana et Lakshminarasimha [45]

En assimilant l'arc à une colonne de gaz en équilibre thermodynamique, Anjana et Lakshminarasimha ont énoncé une condition nécessaire à la propagation de l'arc, basée sur les considérations énergétiques : l'énergie totale fournie W_{totale} doit être supérieure ou égale à l'énergie W_{th} nécessaire pour maintenir l'arc à sa température :

$$W_{totale} \geq W_{th} \quad (2.48)$$

8. Critère de Jolly et Chen [8]

Le critère de Jolly et Chen est basé sur le calcul du courant et de la tension critiques conduisant au contournement en partant du modèle d'Obenaus (schéma d'un arc en série avec une résistance) et en écrivant l'équation électrique correspondant à ce schéma :

$$V = XAI^{-n} + (L - X)rI + V_e \quad (2.49)$$

avec

V_e – la chute de tension cumulée aux électrodes (supposée constante)

$(L - X)rI$ - la chute de tension dans résistance

XAI^{-n} - la chute de tension dans l'arc

Dans ces expressions, I représente le courant de fuite, r la résistance par unité de longueur de la couche de pollution, A et n sont des constantes dépendantes de l'environnement.

La représentation graphique de V en fonction de I pour différentes valeurs de X montre que toutes les courbes $V(I)$ passent par un point commun de coordonnées I_c et V_c données par les relations :

$$I_c = \left(\frac{A}{r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.50)$$

$$V_c = Lr^{\frac{n}{n+1}}A^{\frac{1}{n+1}} + V_e \quad (2.51)$$

Au-delà de ces valeurs dites critiques, le contournement est possible. Ceci conduit à prendre V_c comme valeur de la tension de contournement.

Si l'on tient compte de la résistance parallèle à l'arc en supposant qu'elle a la même résistivité que le reste de la couche, on arrive à :

$$V_c = (n + 1)Lr\frac{n}{n+1}A\frac{1}{n+1} + V_e \quad (2.52)$$

Jolly et Chen ont proposé une valeur de la tension de contournement faisant intervenir un résultat provenant de la théorie des transports non linéaires dans l'air. Ce résultat lie la valeur du champ électrique E [V/cm] au courant I [A] et à la distance a [cm] du point le plus chaud de l'arc à la surface :

$$aE = 33.5 \left(\frac{1}{a}\right)^{-0.062} \quad (2.53)$$

En substituant cette relation dans les relations (2.48) et (2.49) ci-dessus, ils obtiennent :

$$V_c = 8.7 Ar^{-0.38}a^{-0.235}L \quad (2.54)$$

En tenant compte de la résistance parallèle de l'arc, la relation devient :

$$V_c = 17Ar^{-0.38}a^{-0.235}L \quad (2.55)$$

Avec r la résistance par unité de longueur de la couche de pollution. Pour la valeur de a , ils utilisent $a = 0,1$ cm.

Gopal et Rao ont effectué leurs expériences sur une plaque rectangulaire de longueur L et de largeur b . Dans leur modèle ils ont utilisé l'équation proposée par Rieder pour exprimer la chute de tension dans l'arc de longueur x :

$$V_a = \alpha + (\beta + x)v \left(\ln \frac{I}{\delta}\right)^{-3} \quad (2.56)$$

En faisant intervenir le rayon r_0 du pied de l'arc, la tension totale aux bornes de l'isolateur pollué est :

$$V = V_a + \left(\frac{L-x}{b}\right)I \left(1 + \frac{b}{2\pi(L-x)} \ln \frac{b}{2\pi r_0}\right) + V_c \quad (2.57)$$

9. Critère de N. Dhahbi, A. Beroual et L. Krahenbul [35]

Contrairement aux critères précédents (empiriques ou semi-empiriques), N. Dhahbi *et al* proposent un critère analytique de propagation de la décharge faisant intervenir l'impédance équivalente d'un circuit électrique simulant un isolateur pollué sur lequel une décharge s'est produite. Pour se faire, ils considèrent un isolateur plan de longueur de fuite L sur lequel est apparu un arc partiel de longueur X et de résistance R_{arc} comme le montre la figure II.11. Le choix de cette représentation en deux dimensions est justifié par le fait que le phénomène de contournement dépend essentiellement des caractéristiques surfaciques de la couche de pollution. Cette couche de pollution peut à son tour être modélisée par une résistance R_p en parallèle avec une capacité C . Ainsi, le schéma électrique équivalent du modèle sera comme indiqué sur la figure II.12.

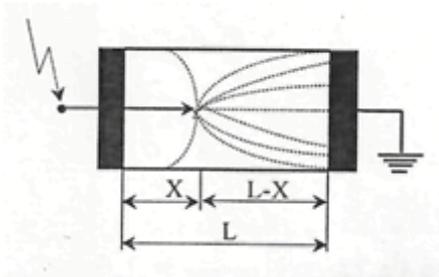


Figure II.11 : schéma d'un isolateur pollué

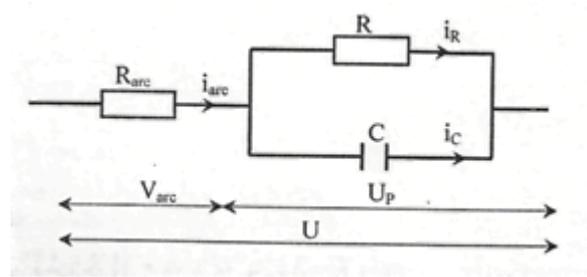


Figure II.12 : Circuit électrique équivalent

où i_{arc} est le courant d'arc, i_R et i_C étant les deux composantes active et capacitive représentant les courants dans la couche de pollution.

Pour le cas d'un isolateur plan :

$$R_p = \rho_p \frac{(L - X)}{S_p} \quad (2.58)$$

$$C = \varepsilon \frac{S_p}{L - X} \quad (2.59)$$

où ρ_p , ε , L , et S_p sont respectivement la résistivité, la permittivité, la longueur de fuite et la section de la couche polluée. Les expressions de R_p et C ne sont que des valeurs approximatives utilisées dans le but de pouvoir les comparer avec d'autres modèles. Par ailleurs en considérant que l'arc est un canal cylindrique de section S , de longueur Z et de résistivité ρ_{arc} , sa résistance R_{arc} sera :

$$R_{arc} = \rho_{arc} \frac{X}{S} \quad (2.60)$$

D'où l'expression de l'impédance équivalente pour le cas d'une tension sinusoïdale :

$$Z_{\acute{e}q} = R_{arc} + \frac{R_p}{1 + jwR_pC} \quad (2.61)$$

Ou encore

$$Z_{\acute{e}q} = \rho_{arc} \frac{X}{S} + \frac{\rho_p(L - X)}{S_p(1 + jw\rho_p\varepsilon)} \quad (2.62)$$

avec w la pulsation.

Pour établir un critère de propagation, ces auteurs considèrent le module de l'impédance du circuit équivalent à l'isolateur pollué.

Ainsi, en élevant au carré le module de l'impédance de $Z_{\acute{e}q}$, on a :

$$|Z_{\acute{e}q}|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[\left(\rho_{arc} X S_p a + \rho_{arc} S(L - X) \right)^2 + w^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 (L - X)^2 \right] \quad (2.63)$$

où

$$a = 1 + w^2 \rho_p^2 \varepsilon^2 \quad (2.64)$$

En posant

$$\alpha = \left(\rho_{arc} S_p a - \rho_p S \right)^2 + w^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 \quad (2.65)$$

Le carré du module s'écrit :

$$|Z_{\acute{e}q}|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[\alpha X^2 - 2XL \left(\alpha + S_p a \rho_{arc} (S \rho_p - S_p a \rho_{arc}) \right) + a L^2 S^2 \rho_p^2 \right] \quad (2.66)$$

et sa dérivée par rapport à X :

$$\frac{d|Z_{\acute{e}q}|^2}{dX} = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[2\alpha X - 2L \left(\alpha + S_p a \rho_{arc} (S \rho_p - S_p a \rho_{arc}) \right) \right] \quad (2.67)$$

Une condition nécessaire à la propagation de l'arc est que la variation de l'impédance soit décroissante :

$$\frac{d|Z_{\acute{e}q}|}{dX} \leq 0 \quad (2.68)$$

Ce qui conduit :

$$X < L \left[1 + \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) \right] \quad (2.69)$$

Cette relation peut aussi s'écrire sous la forme

$$\frac{X}{L} - 1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) \quad (2.70)$$

L'analyse de cette expression conduit à distinguer trois cas :

a. Premier cas :

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) \geq 0 \quad (2.71)$$

Comme le terme $\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}$ est toujours positif, il y aura toujours propagation de l'arc. La condition devient alors :

$$(S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) > 0 \quad (2.72)$$

Les modules de contraintes électriques E_{arc} et E_p , respectivement le champ dans l'arc et dans la couche de la pollution peuvent être exprimés de la manière suivante :

$$E_{arc} = \frac{\rho_{arc}}{S} I_{arc} \quad (2.73)$$

I_{arc} étant bien entendu le courant d'arc et

$$E_p = \frac{\rho_p}{S \sqrt{a}} I_f \quad (2.74)$$

Où I_f est le courant de fuite circulant dans la couche de pollution. Dans le cas d'une couche de pollution continue, il s'agirait d'un courant de conduction.

Selon le modèle circuit, nous avons :

$$I_{arc} = I_f \quad (2.75)$$

Et par la suite:

$$E_{arc} < E_p \quad (2.76)$$

Notons que le critère sur les impédances conduit à un critère de propagation identique à celui établi par Hampton [22].

b. Deuxième cas :

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) < -1 \quad (2.77)$$

Une fois développée, cette condition conduit à :

$$\frac{\rho_p}{S_p} < \frac{\rho_{arc}}{S} \quad (2.78)$$

Dans ce cas, l'arc ne peut pas se propager vu que sa résistance linéique est supérieure à celle de la couche de pollution.

c. Troisième cas

$$-1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) < 0 \quad (2.79)$$

L'analyse de cette expression fait apparaître le cas où l'arc s'allonge jusqu'à une distance X_0 , puis s'éteint. La distance X_0 est définie par :

$$X_0 = L \left(1 + \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (S \rho_p - S_p a \rho_{ac}) \right) \quad (2.80)$$

Ceci peut correspondre au cas où la circulation d'un courant de fuite va entraîner un échauffement de la couche électrolytique par effet Joule se traduisant par l'apparition de bandes sèches. Ces zones vont perdre leur faculté conductrice ; le phénomène amorcé va s'interrompre et le système retrouvera ses propriétés isolantes.

Le second terme de l'inégalité (2.80) conduit à une condition sur les contraintes électriques :

$$E_{arc} > \frac{E_p}{\sqrt{a}} \quad (2.81)$$

Dans le cas continu où $a = 1$, l'inégalité (1.80) devient :

$$E_{arc} > E_p \quad (2.82)$$

Comme l'arc peut s'allonger même si $E_{arc} > E_p$ le critère de Hampton ne correspond pas à une condition suffisante à la propagation de l'arc. Cependant, il est vrai que l'arc s'éteindra avant d'atteindre la seconde électrode.

IV. Modèles dynamiques

Il existe plusieurs modèles pour caractériser la dynamique de l'arc.

1. Modèle de Rizk et Nguyen [9]

Pour caractériser la dynamique de l'arc pour le cas continu, Rizk et Nguyen ont considéré une résistance d'arc r_a qui varie selon l'équation de Mayr :

$$\frac{dr_a}{dt} = \frac{r_a}{\tau} - \frac{r_a^2 I^{n+1}}{\tau N} \quad (2.81)$$

avec

$\tau = 100[\mu s]$, constante de temps de l'arc

$n = 0.8$ et $N = 60$.

La température de l'électrolyte est calculée à partir du bilan des énergies qui prend en compte des pertes d'énergie due à l'évaporation, la convection et la condensation :

$$\delta C_p h \frac{dT}{dt} = \frac{R_p(X) i^2}{S(X)} - \delta H \frac{dh_e}{dt} - \left(H_c + \delta C_p \frac{dh_\omega}{dt} \right) (T - T_a) \quad (2.82)$$

où h est l'épaisseur de la couche de la pollution, δ la masse volumique de l'électrolyte, H l'enthalpie ($2260 [J/g]$), H_c le coefficient de transfert de la chaleur par convection ($250 [W/cm^2/^\circ C]$), C_p la chaleur spécifique sous pression constante, T_a la température ambiante et $S(X)$ la surface de l'électrolyte non contournée.

Dans ce modèle, pour une durée d'impulsion de courant inférieure à 1[s], l'augmentation de l'épaisseur de l'électrolyte par humidification (h_w) est négligeable devant sa diminution par évaporation (h_e). Cette dernière peut être calculée pour une température $T = 100[^\circ C]$ à partir de l'équation :

$$\frac{dh_e}{dt} = \left[\frac{\frac{R_p i^2}{S(X)} - H_c(T - T_a)}{\delta[H + C_p(T - T_a)]} \right] \quad (2.83)$$

Pour calculer la vitesse de propagation, Rizk et Nguyen ont adopté l'expression empirique établie par Al Baghdadi et que Rizk a justifiée auparavant par son analyse dimensionnelle. Les résultats expérimentaux ont montré que ce modèle, reproduit correctement l'influence de la résistance de protection placée en série avec l'électrode haute tension.

2. Modèle de Anjana et Lakshminarasimba [45]

Anjana et Lakshminarasimba ont proposé un modèle dynamique basé sur l'équation de Mayr et sur le modèle d'Obenaus. Ils ont supposé que l'isolateur est divisé en un certain nombre de bandes formant des anneaux symétriques par rapport à l'axe de l'isolateur et que l'arc est une colonne de gaz en équilibre thermodynamique dont est donnée par :

$$W_{th} = \frac{3}{2} k T M \quad (2.84)$$

Où T est la température de l'arc, M le nombre de particules neutres dans l'arc et k la constante de Boltzmann.

Pour la propagation de l'arc, Anjana et Lakshminarasimba proposent un modèle, selon lequel l'arc ne se déplace que si son énergie totale W_t est donnée par l'expression suivante :

$$W_t = (E_{arc}I_{arc} - P_0)\Delta t \quad (2.85)$$

E_{arc} Étant le gradient dans l'arc, P_0 les pertes par unité de longueur considérées comme constantes ; cette valeur est fonction des pertes par conduction et des pertes par rayonnement. La température de l'arc et la température ambiante sont supposées constantes et égales respectivement à $3000^\circ K$ et $300^\circ K$.

Si la condition de propagation d'est pas satisfaite, la tension est incrémentée de ΔV_s et le programme est repris depuis le début. Par contre, si condition est satisfaite, la vitesse de propagation de l'arc est calculée par :

$$v = \mu E_{arc} \quad (2.86)$$

où μ est la mobilité de l'arc.

Grâce au pas de temps Δt , on déduit la variation de la longueur d'arc dX ($dX = v\Delta t$).

Si la nouvelle valeur de la longueur d'arc $X + dX$ atteint la dernière bande, il y a contournement, sinon le temps est incrémenté de Δt et les calculs sont repris depuis le début.

3. Modèle de Sundararajan et Gorur [44]

Sundararajan et Gorur ont proposé un modèle dynamique qui ressemble au modèle précédent sauf qu'ils ont adopté comme critère de propagation, celui de Hampton ($E_{arc} < E_p$) pour le cas continu.

En ce qui concerne le gradient de tension dans la couche de pollution, ces auteurs utilisent l'expression :

$$E_p = N \frac{1}{n+1} r_p^{\frac{n}{n+1}} \quad (2.87)$$

où r_p représente la résistance de pollution linéique, $N = 63$ et $n=0,5$. Notons que la valeur de E_p utilisée par Sundararajan et Gorur est en fait la contrainte critique :

$$E_c = N \frac{1}{n+1} r_p^{\frac{n}{n+1}} \quad (2.88)$$

Celle-ci est établie par Neumarker.

Pour le cas alternatif, Sundararajan et Gorur utilisent le même modèle en y remplaçant le critère de propagation de l'arc par condition de ré allumage établie par Rizk ($V = 23r_p^{0,4}$).

4. Modèle de N.Dhabbi et A.Beroual [36]

Dans ce modèle, N.Dhabbi et A.Beroual considèrent que la décharge peut être représentée par un schéma électrique équivalent comme indiqué sur la figure II.13.

Sont respectivement la résistance, la capacité, l'inductance et la tension correspondant à chaque cellule nouvellement créée représentant un nouveau déplacement partiel de l'arc. La résistance représente la résistance de la couche de pollution.

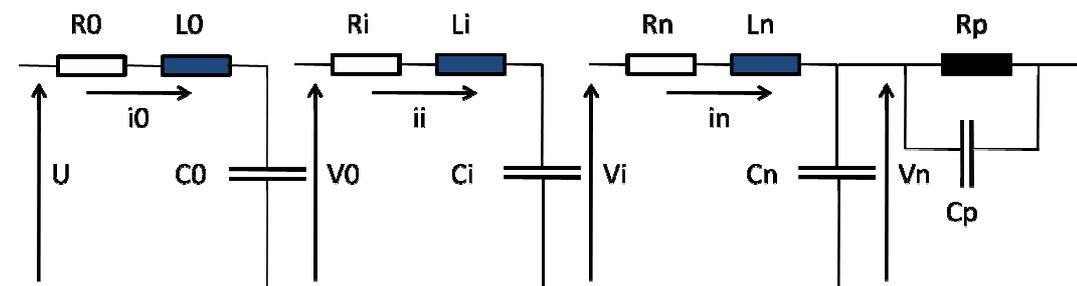


Figure II.13 : schéma électrique équivalent.

En décrivant les équations électriques correspondant à ce circuit sous forme matricielle et en utilisant le critère d'impédance comme critère de propagation, ce modèle permet de calculer la tension de contournement critique, le temps de contournement et la vitesse de propagation, et de suivre l'évolution des paramètres caractéristiques de l'arc (courant d'arc, vitesse de propagation, chute de tension dans l'arc, tension à la tête de l'arc et charge injectée dans l'intervalle inter électrodes), pour une tension donnée pendant un intervalle de temps fixé à l'avance.

V. Vitesse de propagation

De nombreux mécanismes ont été proposés pour expliquer la propagation de la décharge sur les surfaces isolantes polluées, mais il existe peu de relations permettant d'évaluer la vitesse de propagation de la décharge.

En faisant l'hypothèse que l'allongement de la décharge est lié à la puissance P disponible à la naissance de la décharge et à l'énergie nécessaire pour l'obtenir, Zoledziowski [38] a établi la relation suivante :

$$\frac{dX}{dt} = \frac{U^2}{\sigma r^2 (L - X)^2 Q} \quad (2.89)$$

où σ désigne la conductance de la décharge, Q la densité d'énergie linéique de la décharge, X la longueur de l'arc et r_p la résistance linéique de pollution.

Matsuo et al abordent de façon directe l'étude de la variation de la vitesse de propagation. En utilisant des fibres optiques sur le chemin de la décharge à des distances données les uns des autres et en mesurant les intervalles de temps entre les signaux lumineux détectés par les fibres optiques, ils déduisent la vitesse moyenne de propagation de la décharge.

A l'aide d'une camera ultra rapide, Al Baghdadi a pu établir une relation empirique donnant la vitesse :

$$v = 1.54 * 10^{-4} r_p^{2.5} (i^4 - i_c^4) [cm/s] \quad (2.90)$$

où i_c est le courant critique en A et r_p la résistance de pollution en Ω/cm .

Rizk [13] a trouvé que cette formule concorde avec une analyse dimensionnelle et l'a utilisé dans le modèle dynamique.

Rahal aussi suppose que le déplacement de la charge est gouverné par les ions qui sont extraits et que la vitesse moyenne de ces ions est proportionnelle au champ E_{pr} existant à la racine de l'arc. De plus, une force de rappel provenant de la colonne de la décharge, s'exerce sur ces ions. Le champ total s'exerçant sur les ions est alors égal à la différence entre E_{pr} et E_{arc} et la vitesse aura pour expression :

$$v = \frac{dx}{dt} = \mu(E_{pr} - E_{arc}) \quad (2.91)$$

où μ désigne la mobilité des électrons dans l'arc.

D'après Rahal, le champ peut être exprimé par :

$$E_{pr} = \frac{I_p}{2ae} \left[\frac{sh\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)}{ch\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)} + 1 \right] \quad (2.92)$$

où e, a, I, ρ et r_d sont respectivement la profondeur de la couche d'électrolyte, la largeur du canal contenant la couche de pollution, le courant de la décharge, la résistivité de l'électrolyte et le rayon de la charge.

L'expression de la vitesse de propagation de l'arc qui semble donner des valeurs en très bon accord avec celles mesurées expérimentalement est celle proposée par Beroual [48]. Celle-ci, établie à l'origine pour les streamers dans les diélectriques liquides a été étendue avec succès aux décharges dans d'autres milieux et aux interfaces diélectriques. Elle est basée sur le fait que pendant la propagation de l'arc, l'énergie totale W_t est dépensée sous différentes formes, et qu'une fraction (β) de cette énergie est transférée au canal d'arc sous forme d'énergie cinétique W_c lui permettant ainsi de s'allonger d'une distance dx .

$$W_c = \beta W_t \quad (2.93)$$

β est telle que : $0 < \beta < 1$

Pendant un temps dt :

$$W_c = \frac{1}{2} \rho \pi r^2 dx v^2 \quad (2.94)$$

r est le rayon de l'arc, v est la vitesse de propagation et ρ la masse volumique du gaz.

Sachant que :

$$dx = v dt \quad (2.95)$$

On a alors :

$$\frac{1}{2} \rho \pi v^3(t) dt = \beta dW_t(t) \quad (2.96)$$

Par conséquent :

$$v(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r^2} * \frac{dW_t(t)}{dt} \right)^{1/3} \quad (2.97)$$

Ou encore :

$$v(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P(t)}{\rho \pi r^2}} \quad (2.98)$$

$P(t)$ étant la puissance injectée dans l'intervalle.

En utilisant cette expression. N. Dhahbi et A. Beroual [50], obtiennent des valeurs de la vitesse en très bon accord avec celles mesurées. La vitesse donnée par ce modèle est trouvée supérieure à celle donnée par ailleurs ($v = \mu E_{arc}$), même en prenant des mobilités relativement grandes (de l'ordre de $100 \text{ cm}^2/Vs$). Cependant l'augmentation de la vitesse de propagation avec la longueur et le courant de la décharge donnée par ce modèle trouve confirmation dans les observations rapportées dans la littérature [13], ce qui n'est pas le cas avec l'expression de la vitesse en fonction de la mobilité ($v = \mu E_{arc}$) où celle-ci diminue avec l'augmentation de la longueur de la décharge vu que le champ E_{arc} diminue lorsque le courant augmente.

VI. Conclusion

Le phénomène de contournement fait intervenir plusieurs paramètres qui évoluent dans le temps. Par ailleurs, l'étude de ce phénomène a été souvent réalisée sur la base des modèles statiques et étendu par la suite au cas dynamique. Excepté le modèle de Dhahbi et de Beroual , tous ces modèles ne donnent aucune explication sur le mécanisme physique de la propagation de la décharge. D'autre part, aucun de ces modèles ne traite de la configuration réelle des couches de pollution, qui sont en fait discontinues du fait de la géométrie des électrodes, de leur disposition (inclinaison) et des agents de nettoyage naturelles (pluie, vent, ...).

De plus, le traitement mathématique de ces différents modèles nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices : géométrie unidimensionnelle, résistivité uniforme, par exemple. Aussi ne permettent-ils simplement que de dégager les grandes lignes du comportement des isolateurs sous pollution. Lorsqu'il s'agit d'évaluer les performances de différents isolateurs, il est indispensable de réaliser des essais.

La simulation numérique, largement utilisée dans d'autres domaines des sciences de l'ingénieur en général et de l'électrotechnique en particulier, offre une alternative intéressante par sa souplesse et sa rapidité.

PARTIE 3 : RESULTATS ET SIMULATIONS

CHAPITRE1 : METHODES NUMERIQUES DE CALCUL DE CHAMP ET DE POTENTIEL POUR LES ISOLATEURS POLLUES EXISTANTS

I. Introduction

La présence d'une couche de faible épaisseur, isolante ou conductrice, à la surface d'un isolateur peut avoir une influence significative sur la distribution du potentiel de celui-ci. Pour quantifier cette influence, des méthodes de calcul ont été développées. Ces méthodes peuvent être classées en deux groupes : les méthodes numériques et les méthodes analogiques. Ces dernières ne sont plus utilisées de nos jours car elles sont peu commodes et inadéquates pour les problèmes à trois dimensions vraies [32]. Les méthodes numériques sont essentiellement de type différences finies, éléments finis, charges équivalentes et éléments frontières. Nous exposerons l'utilisation de ces différentes méthodes pour prendre en compte la présence d'une couche et nous terminerons ce chapitre par la présentation de la méthode des équations intégrales de frontière.

II. Méthodes des différences finies

L'utilisation des méthodes des différences finies nécessite le maillage du domaine étudié, formé ici par l'air et l'isolant solide. Souvent, un maillage rectangulaire est utilisé et on prend comme inconnue les valeurs du potentiel aux différents nœuds du maillage. Un exemple d'élément de maillage est présenté sur la figure 2.1. L'isolant solide étant de volume fini, le maillage de celui-ci ne crée pas de difficulté. Pour l'air environnant, un problème se pose, du fait que celui-ci est généralement non borné. On délimite alors le domaine étudié par une frontière sur laquelle on impose généralement une condition de type Cauchy ($a \frac{\partial V}{\partial n} + bV = c$, où a, b et c sont des constantes ou des fonctions des coordonnées) ; la méthode des différences finies ne peut pas prendre en compte un domaine qui s'étend à l'infini.

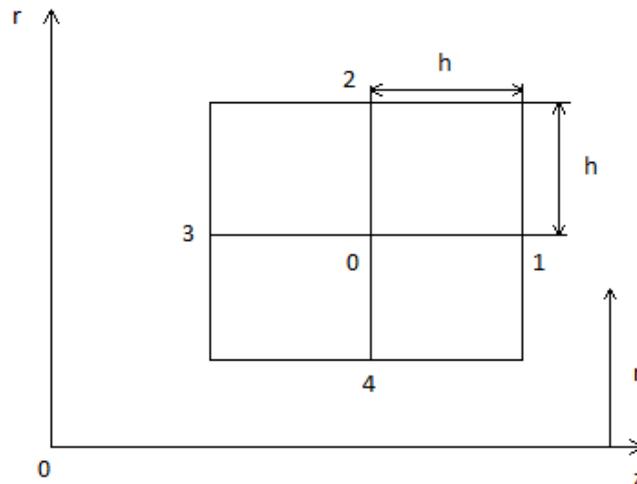


Figure III.1 : élément de maillage rectangulaire

III. Méthodes des éléments finis

Comme dans le cas des différences finies, l'utilisation des éléments finis nécessite d'une part, la subdivision du domaine étudié en de petits éléments, et d'autre part, la diminution de celui-ci par une frontière où l'on suppose connue la valeur du potentiel. La résolution de l'équation de Laplace revient à minimiser une fonctionnelle, correspondant à l'énergie électrostatique emmagasinée dans l'espace, par rapport aux valeurs du potentiel aux nœuds des éléments du maillage. Pour prendre en compte la pollution, on ajoute à la fonctionnelle un terme de dissipation relative à la couche polluée. Kato et co [47] utilisent la conductivité surfacique, la fonctionnelle à minimiser s'écrit alors :

$$F = \int_v \frac{\sigma}{2} (\text{grad}V)^2 dv + j\omega \int_v \frac{\varepsilon}{2} (\text{grad}V)^2 dv + \int_s \frac{\sigma_s}{2} (\text{grad}_s V)^2 ds \quad (3.1)$$

Le premier terme est relatif à la conduction volumique de l'isolant de volume v . Le dernier terme concerne la surface polluée s de conductivité surfacique σ_s .

IV. Méthodes de charges équivalentes

En troisième lieu, il y a les méthodes utilisant des charges équivalentes [49,31]. Celles-ci consistent à chercher une distribution de charges discrètes, à valeurs complexes inconnues, dont le type et la position sont choisis. Pour un ensemble de charges $Q(j)$ donné, les expressions du potentiel et du champ en un point i sont données respectivement par :

$$V_i = \sum_j P(i,j)Q(j) \quad (3.2)$$

et

$$E_i = \sum_j F(i,j)Q(j) \quad (3.3)$$

Où $P(i,j)$ et $F(i,j)$ sont des coefficients qui dépendent du type de charge et de la distance entre les points i et j . Les $Q(j)$ peuvent être des charges ponctuelles, des densités linéiques de charges réparties sur des segments de droite ou anneaux.

Pour les électrodes, les charges sont placées à l'intérieur de leurs contours. Pour les frontières isolant-isolant, des charges sont placées de part et d'autre des frontières (figure III.2). Le potentiel $V(M)$ en un point M de l'interface électrode-air est calculé en fonction des charges appartenant à l'électrode et à l'isolant solide. Le potentiel $V(M)$ en un point M de l'interface isolant solide-air est calculé en fonction des charges appartenant à l'électrode et l'air. Ces charges recréent par leurs effets la valeur du potentiel en un certain nombre de points, dits de collocation, appartenant aux contours des électrodes et vérifient l'équation de conservation de charge pour les points de collocation appartenant aux interfaces isolant-isolant.

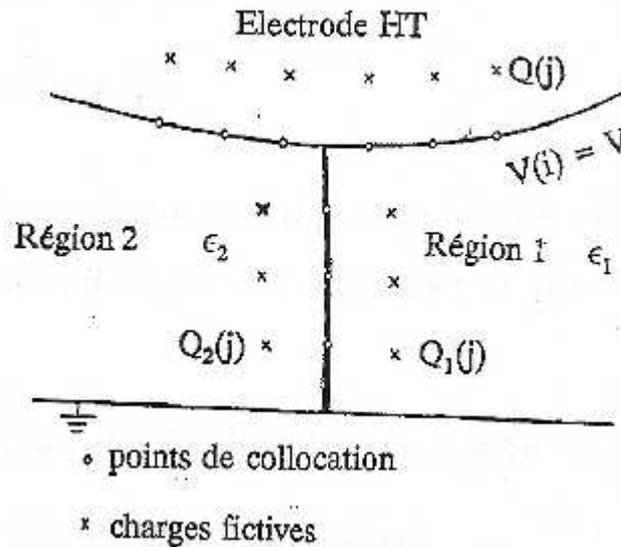


Figure III.2 : disposition des charges et des points de collocation

V. Méthodes des éléments frontières

Les méthodes des éléments frontières, comme leur nom les indiquent, consistent à résoudre le problème aux frontières des différents milieux. On peut les classer en deux groupes : les méthodes directes et les méthodes indirectes. Pour les méthodes directes, on travaille directement avec les grandeurs intéressantes (potentiel, champ) alors que pour les méthodes indirectes on travaille avec les charges, après calcul de celles-ci on calcule les valeurs du potentiel et du champ. Dans cette partie, nous présenterons les méthodes indirectes qui sont utilisées jusqu'à maintenant pour le calcul de champ et de potentiel avec la prise en compte de la couche conductrice.

On cherche une distribution de charges, localisées sur les différentes interfaces, et qui vérifie les conditions aux interfaces en électrostatique pure. La traduction de ces conditions pour un point P appartenant à l'électrode de potentiel connu V_s est [13] :

$$V_s(P) = \int_s \frac{\rho(M)G}{\varepsilon_0} d.s \quad (3.4)$$

- $\rho(M)$ est la densité surfacique de charge en un point M d'une interface,
- G est égale à $1/4\pi r$ où r est la distance entre le point P et le point M ,
- ε_0 est la permittivité absolue du vide.

Pour un point P appartenant à l'interface entre deux diélectriques, on a :

$$\frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{2} \rho(P) = (\varepsilon_2 - \varepsilon_3) \int_s \rho(M) \frac{\partial G}{\partial n} d.s \quad (3.5)$$

où

- n est la normale intérieure en M à la surface s ,
- ε_2 et ε_3 sont les permittivités relatives des deux milieux en contact.

Pour prendre en compte la présence d'une couche l comprise entre deux milieux k et m , Olsen procède comme suit:

On utilise une couche d'épaisseur Δd (fig.2.8), possédant une conductivité σ_1 et une permittivité relative ε_1 . Chaque face de la couche possède une distribution de charge. On approxime ensuite les différents contours par des petits segments (formulation axisymétrique) sur lesquels la valeur de la densité surfacique est supposée constante. On écrit alors l'équation (3.23) pour les deux faces en prenant comme inconnue la somme et la différence des charges sur les deux faces.

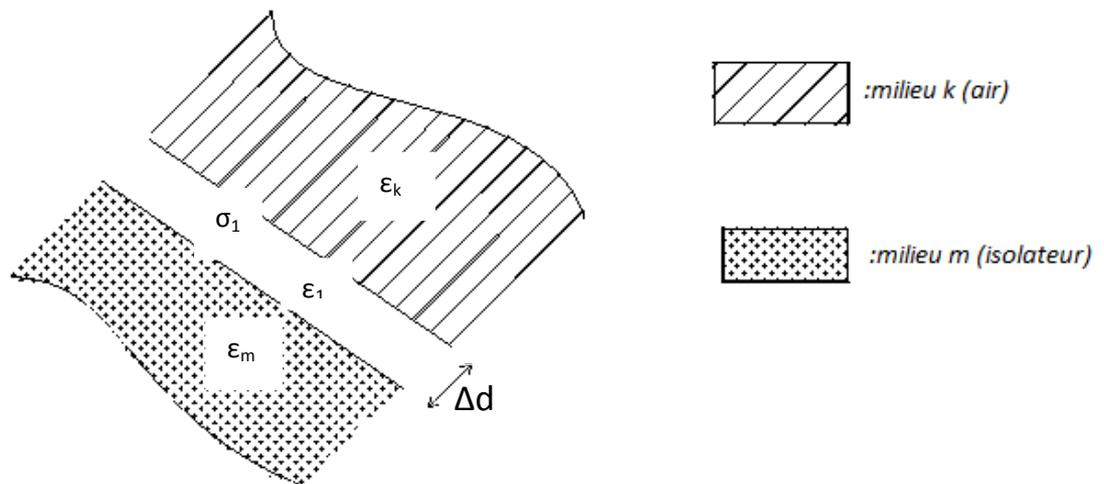


Figure III.3 : couche de pollution d'épaisseur Δd .

VI. Commentaires sur ces différentes méthodes

Pour les deux premiers groupes de méthodes, la répartition du potentiel se calcule directement. Cependant, ils présentent l'inconvénient d'utiliser des nombres élevés d'inconnues lorsque l'on veut travailler sur des configurations 3D, de plus, ils nécessitent la limitation du domaine étudié.

Les méthodes de simulation de charges posent le problème de localisation des charges fictives utilisées, par contre, elles conviennent pour la modélisation des configurations complexes [32] qui peuvent être le voisinage de l'isolateur.

Les méthodes des éléments frontières nous semblent présenter des avantages par rapport aux précédentes. Nous allons considérer une méthode directe des éléments frontières appelée méthode des équations intégrales de frontière (MEIF).

VII. Méthode des équations intégrales de frontières

Résoudre l'équation (1.5) revient à inverser l'opérateur Laplacien. Cette inversion se fait en utilisant la méthode de l'identité de Green. On transforme l'équation de Laplace en une équation intégrale qui lie la valeur du potentiel $V(P)$ en un point à l'intérieur du domaine Ω à la valeur du potentiel V et sa dérivée normale $\frac{\partial V}{\partial n}$ sur l'ensemble des points de sa frontière $\partial\Omega$.

1. Fonction de Green de l'équation de Laplace

Le potentiel $u^*(P)$ crée en un point P appartenant à un domaine Ω par une charge unitaire en un point M est solution de l'équation :

$$\Delta u^*(P) = \delta(M, P) \quad (3.6)$$

Avec $\delta(M, P)$ définie par

$$\delta(M, P) = 1 \text{ si } P = M$$

$$\delta(M, P) = 0 \text{ si } P \neq M$$

C'est la solution de l'équation (2.30) qu'on appelle fonction de Green $G(= G(M, P))$ de l'équation de Laplace. Sa valeur est :

$$\frac{1}{4\pi r} \text{ en } 3D$$

et

$$-\frac{1}{2\pi} \ln r \text{ en } 2D$$

où r est la distance entre les deux points M et P ($r = PM$)

2. Méthode de l'identité de Green

Pour deux fonctions scalaires u et v définies dans un domaine Ω de frontière $\partial\Omega$, la seconde identité de Green s'écrit :

$$\int_{\Omega} (u\Delta v - v\Delta u) d\Omega = - \int_{\partial\Omega} \left[u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right] ds \quad (3.7)$$

avec n normale extérieure en un point M de $\partial\Omega$.

En identifiant u au potentiel V inconnu dans le domaine Ω et v à la fonction de Green du Laplacien, nous obtenons :

$$\int_{\Omega} (V\Delta G - G\Delta V) d\Omega = - \int_{\partial\Omega} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right] ds \quad (3.8)$$

Comme $\Delta V = 0$ (1.5), cette identité devient :

$$\int_{\Omega} (V\Delta G)d\Omega = - \int_{\partial\Omega} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right] ds \quad (3.9)$$

Cette équation est valable pour tout point P de Ω . Si fait tendre le point P vers un point M appartenant à la frontière $\partial\Omega$, le membre gauche de (2.33) devient [21] :

$$\lim_{P \rightarrow M} \int_{\Omega} (V\Delta G)d\Omega = cV(M) \quad (3.10)$$

avec $c = \frac{A}{4\pi}$ où A désigne l'angle solide sous lequel le point M voit la frontière $\partial\Omega$.

Ce qui nous donne une équation qui lie entre elles les valeurs du potentiel et de sa dérivée normale à la surface d'un domaine :

$$cV(M) = - \int_{\partial\Omega} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial V}{\partial n} \right] ds \quad (3.11)$$

VIII. Conclusion

Nous avons exposé dans ce chapitre les principales méthodes numériques de calcul de champ et de potentiel électriques sur les isolateurs avec prise en compte de la présence d'une couche conductrice à leurs surfaces. La diversité de ces méthodes confirme l'importance du rôle que joue une couche conductrice sur le comportement électrique des isolateurs.

Pour les matériaux qu'on peut supposer électriquement linéaires, homogènes et isotropes tels que les porcelaines, les verres ou l'air, les méthodes des éléments frontières semblent présenter des avantages, vu la réduction des nombres d'inconnues enjeu et la prise en compte des domaines infinis. L'utilisation de la MEIF qui est une méthode directe, apportera probablement d'autres avantages comme nous allons le voir au chapitre suivant.

CHAPITRE 2 : DEVELOPPEMENT DU MODELE DE LA CONDUCTION SURFACIQUE PAR LA METHODE DES EQUATIONS INTEGRALES DE FRONTIERE

I. Introduction

Dans le chapitre 2 de la première partie, nous avons vu l'ensemble des équations et les conditions qui gouvernent les répartitions du potentiel et du champ pour un isolateur pollué. Dans ce chapitre, nous allons appliquer la méthode des équations intégrales de frontière (MEIF) à un isolateur pollué. Ceci nous emmène à établir des équations que l'on résout aux frontières des différents milieux. Le traitement par ordinateur de ces différentes équations nous conduit à approximer les différentes variables et discrétiser les différentes équations. Ce qui nous offre un système d'équations linéaires dont la résolution permet d'avoir les différentes répartitions. Nous allons donc détailler ces différentes étapes et nous terminerons par le calcul des grandeurs qui nous semblent utiles.

A noter que dans ce mémoire, notre mission se limite au développement d'un modèle de la conduction surfacique par la méthode des équations intégrales de frontière sans rentrer dans les détails que nous pourrions retrouver facilement dans la littérature. De plus, la programmation du modèle développé ne sera pas abordée compte tenu de l'objectif fixé (obtention d'un premier résultat théorique qui sera comparé avec des résultats expérimentaux) ; ceci pourra faire d'un sujet de master 2. Nous nous contenterons de résoudre les équations d'une manière analytique.

II. Application de la méthode des intégrales de frontière (MEIF)

Appliquer la MEIF pour le calcul de champ et de potentiel sur un isolateur pollué revient à écrire l'équation (1.35) sur les frontières des différentes régions qui composent l'isolateur. Nous allons l'appliquer sur l'isolateur pollué « modèle » (figure III.4) soumis à une tension de valeur efficace V_0 et de pulsation ω .

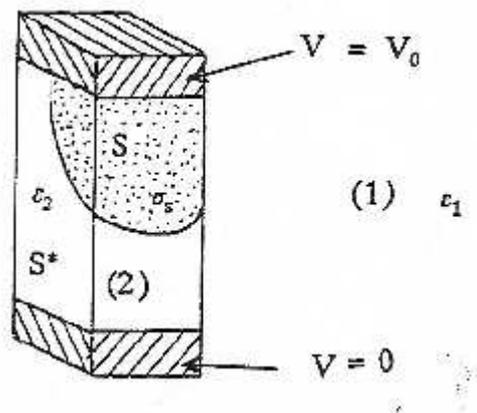


Figure III.4 : Isolateur pollué « modèle ».

Le domaine de calcul est composé de deux régions :

- La région 1 formée par l'air de permittivité relative ϵ_{r1} égale à 1 (domaine Ω_1 de frontière S_1),
- La région 2 formée par l'isolant solide de permittivité relative ϵ_{r2} (domaine Ω_2 de frontière S_2).

La frontière entre les deux régions comporte deux types d'interfaces :

- L'interface polluée S avec une conductivité surfacique σ_s ,
- L'interface propre S^* .

L'écriture de l'équation (2.35) pour les deux régions nous donne :

- Pour l'air :

$$cV_1 = - \int_{S_1} \left[V_1 \frac{\partial G}{\partial n_1} - G \frac{\partial V_1}{\partial n_1} \right] ds \quad (3.12)$$

- Pour l'isolant solide (domaine Ω_2 de frontière S_2):

$$cV_2 = - \int_{S_2} \left[V_2 \frac{\partial G}{\partial n_2} - G \frac{\partial V_2}{\partial n_2} \right] ds \quad (3.13)$$

où n_1 et n_2 sont les normales extérieures des régions 1 et 2.

III. Choix des variables et conditions aux interfaces « classiques »

Aux deux équations précédentes, il faut associer les différentes conditions d'interface donnée dans le chapitre 2 de la partie 1. Pour cela, nous commençons par les conditions d'interfaces classiques qui sont celles de l'électrostatique. Celles-ci sont :

L'égalité des valeurs du potentiel vu des deux régions :

$$V_1 = V_2$$

Pour la suite, nous appellerons V leur valeur commune.

La continuité de la composante normale du déplacement électrique D (1.22).

Les équations (3.1) et (3.2) avec la première condition ci-dessus montrent que nous avons trois variables inconnues : V , $\frac{\partial V}{\partial n_1}$ et $\frac{\partial V}{\partial n_2}$. Les deux dernières ne sont pas continues à travers l'interface. En suivant la manière proposée dans [4], nous pouvons réduire le nombre d'inconnues pour les interfaces classiques. Cela consiste à introduire la variable Ψ définie comme le rapport entre la composante normale D_n du déplacement électrique et la permittivité absolue du vide ε_0 , et à prendre comme inconnue cette variable dans région de référence. La région de référence est, pour une interface diélectrique-diélectrique, la région de plus faible permittivité. Pour une frontière de conditions aux limites imposées, c'est la région adjacente qui est prise comme région de référence. En utilisant cette variable Ψ , on vérifie implicitement la condition (1.22).

Avec $\Psi_1 = \epsilon_{r1} \frac{\partial V}{\partial n_1}$ et $\Psi_2 = \epsilon_{r2} \frac{\partial V}{\partial n_2}$, cette condition (1.22) s'écrit :

$$\Psi_1 + \Psi_2 = 0 \quad (3.14)$$

Les équations (3.1) et (3.2) deviennent alors :

$$cV = - \int_{S_1} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{1}{\epsilon_{r1}} G \Psi_1 \right] ds \quad (3.15)$$

$$cV = - \int_{S_2} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{1}{\epsilon_{r2}} G \Psi_2 \right] ds \quad (3.16)$$

Pour un point de l'interface classique, il ne nous reste plus que deux variables inconnues : V et Ψ_1 égale à Ψ_2 .

IV. Condition d'interface polluée

En utilisant Ψ_1 et Ψ_2 , l'équation (1.21) devient :

$$\text{div}_s(-\sigma_s \text{grad}_s V) + j\omega \epsilon_0 (\Psi_1 + \Psi_2) = 0 \quad (3.17)$$

Pour avoir une réduction du nombre d'inconnues comme dans le cas précédent, on peut être tenter d'exprimer Ψ_2 en fonction de V et de Ψ_1 . Cependant, pour une raison que nous développerons dans la partie discrétisation, nous utiliserons une nouvelle variable Θ liée à Ψ_1 et Ψ_2 par la relation :

$$\Theta = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (3.18)$$

L'équation (3.4) s'écrit alors :

$$\text{div}_s(-\sigma_s \text{grad}_s V) + j\omega \epsilon_0 \Theta = 0 \quad (3.19)$$

Sous cette forme, l'équation (3.19) n'est pas prête à une résolution compatible avec les équations intégrales de frontière. Pour cela, nous utilisons la méthode des résidus pondérés [14] :

Nous avons à résoudre, l'équation (3.19) sur la surface polluée S . Nous la multiplions par une fonction test w et nous l'intégrerons sur la surface S tout en tenant compte des conditions aux bords de S . Dans le cas de l'isolateur pollué modèle, celle-ci est limitée par deux types de contours (figure III.5) : Γ_1 interface avec des électrodes et Γ_2 interface avec des surfaces non polluées. Ce qui nous conduit à adjoindre les conditions aux limites suivantes à l'équation (3.19) :

$$V = V_0 \text{ pour } \Gamma_1 \quad (3.20)$$

et

$$\frac{\partial V}{\partial \nu} = 0 \text{ pour } \Gamma_2 \quad (3.21)$$

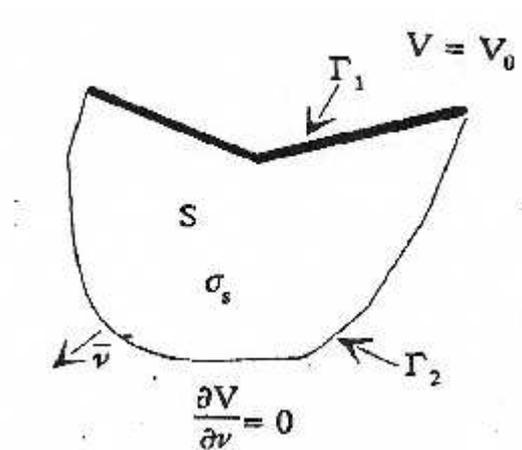


Figure III.5 : conditions aux bords de la surface polluées S .

Ce qui nous donne :

$$\int_S \sigma_s \text{grad}_s w \text{grad}_s V \, dS - \int_{\Gamma_1} \sigma_s w \frac{\partial V}{\partial \nu} \, d\Gamma + j\omega \epsilon_0 \int_S w \Theta \, dS = 0 \quad (3.22)$$

Cette équation nous sert de condition d'interface pour la partie polluée. Précisons que dans le cas d'une couche polluée isolée, le contour Γ_1 n'existe pas et que dans le cas d'un isolateur complètement pollué, le contour Γ_2 n'existe pas.

V. Ensemble des équations à résoudre

Nous avons, pour un point appartenant à l'interface classique, deux variables inconnues : V et Ψ_1 ; dans ce qui va suivre Ψ_1 sera remplacé par Ψ . Pour un point appartenant à l'interface polluée, nous en avons trois : V , Ψ et Θ . le remplacement de Ψ_2 en fonction de Ψ et Θ dans (3.16) nous donne :

$$cV = - \int_{S_2} \left[V \frac{\partial G}{\partial n} + \frac{1}{\epsilon_{r2}} G \Psi - \frac{1}{\epsilon_{r2}} G \Theta \right] \, ds \quad (3.23)$$

Lorsqu'il y a un conducteur à potentiel flottant (cas des chaînes des isolateurs), la transformation de l'équation (1.18') avec l'utilisation de la variable définie dans la région de référence donne :

$$- \int_{\Gamma} \sigma_s \frac{\partial y}{\partial x} \, d\Gamma + j\omega \epsilon_0 \int_{S_e} \Psi \, ds = 0 \quad (3.24)$$

En définitive, l'ensemble des équations à résoudre est formé par (3.15), (3.22), (3.23) et (3.24) lorsqu'il y a équipotentielle. L'équation (3.23) montre que la présence d'une couche σ_s se traduit par la présence d'une densité surfacique de charge $-\epsilon_0 \Theta$.

VI. Commentaires

Comme la variable $\frac{\partial V}{\partial n} \Psi$ dépend de la normale au point considéré, ceci pose un problème pour les points anguleux, résolu par exemple dans [27]. L'utilisation de Ψ permet d'avoir, directement après résolution, la valeur de la composante normale du champ électrique du côté air. Le choix de Θ à la place de Ψ_2 entraîne une diminution du nombre d'inconnues, en effet Ψ_2 dépend de la normale contrairement à Θ .

VII. Discrétisation numérique

L'ordinateur ne sait pas résoudre directement les équations citées ci-dessus. Cela nous emmène à faire une discrétisation numérique permettant de transformer l'ensemble des équations à résoudre en un système linéaire que l'ordinateur sait résoudre.

1. Découpage en éléments finis

On divise les différentes frontières de chaque domaine en de petits éléments ; dans notre cas, ce sont des rectangles curvilignes à huit nœuds (figure III.6). Au niveau de chaque élément nous utiliserons des coordonnées locales (u, v) . Les grandeurs physiques et géométriques sont approximées sur ces éléments par des polynômes $\alpha_i(u, v)$ de degré deux en u et v (i variant de 1 à 8) :

$$x = \sum \alpha_i x_i \quad (3.24.a)$$

$$y = \sum \alpha_i y_i \quad (3.24.b)$$

$$z = \sum \alpha_i z_i \quad (3.24.c)$$

$$V = \sum \alpha_i V_i \quad (3.24.d)$$

$$\Psi = \sum \alpha_i \Psi_i \quad (3.24.e)$$

$$\Theta = \sum \alpha_i \Theta_i \quad (3.24.f)$$

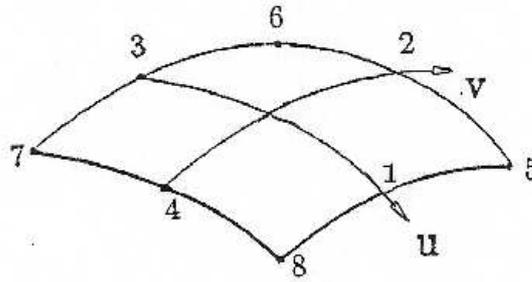


Figure III.6 : éléments de discrétisation.

Les polynômes α_i sont indépendants entre eux et de plus, le polynôme α_i prend la valeur de 1 au nœud i et 0 aux autres nœuds. Leurs expressions sont données par exemple dans [4].

2. Discrétisation des équations

Les équations intégrales de frontière sont écrites en chaque nœud des divers éléments des surfaces de chaque région. On approxime les grandeurs physiques à l'aide des fonctions d'interpolation et on décompose le calcul des intégrales de surface [(3.15), (3.22), (3.23) et (3.24)] sur tous les éléments finis de la région considérée. Ce qui nous donne pour les équations (3.15) et (3.23) :

$$c_i V_i = \sum_e \sum_j \left[a_{ej} V_{ej} - \frac{1}{\epsilon_{r1}} b_{ej} \Psi_{ej} \right] \quad (3.25)$$

$$c_i V_i = \sum_e \sum_j \left[a_{ej} V_{ej} + \frac{1}{\epsilon_{r2}} b_{ej} \Psi_{ej} - \frac{1}{\epsilon_{r2}} b_{ej} \Theta_{ej} \right] \quad (3.26)$$

où

$$a_{ej} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_e} \alpha_j(u, v) \frac{r \cdot n}{r^3} ds \quad (3.27)$$

et

$$b_{ej} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_e} \alpha_j(u, v) \frac{1}{r} ds \quad (3.28)$$

avec

j : Indice de la fonction d'interpolation,

e : Le nombre de l'élément d'intégration,

S_e : La surface de l'élémente,

α_j : La fonction d'interpolation,

n : La normale extérieure unitaire

r : Le vecteur PM où P désigne le nœud d'intégration et M point variable de l'intégration.

Les noyaux des intégrales (3.27) et (3.28) présentent une singularité lorsque r s'annule. Cependant les deux intégrales de surface (3.25) et (3.26) sont convergentes. Les algorithmes de calcul numérique de ces intégrales existent dans le logiciel PHI3D [27].

Pour l'équation (3.22), nous avons :

$$\sum_e \sum_i V_i \left[\int_{S_e} \sigma_s \text{grad}_s w \text{grad}_s \alpha_i dS - \int_{\Gamma_{1e}} \sigma_s w \frac{\partial \alpha_i}{\partial v} d\Gamma \right] + j\omega \epsilon_0 \sum_e \sum_j \Theta_j \int_{S_e} \sigma_s w \alpha_i dS = 0$$

Avec

S_e : la surface de l'élément e ,

Γ_{1e} : le contour de l'élément e appartenant à un électrode.

Pour w , nous prenons les polynômes d'interpolation α_i .

Quant à l'équation (3.24), elle donne :

$$-\sum_e \sum_i V_i \int_{\Gamma_e} \sigma_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial v} d\Gamma + j\omega \varepsilon_0 \sum_e \sum_j \Psi_j \int_{S_e} (\alpha_i) dS = 0 \quad (3.30)$$

L'assemblage de ces différentes équations donne un système linéaire complexe dont la matrice est non symétrique. Sa résolution se fait en utilisant la méthode de Gauss.

Remarque à propos de l'inconnue Θ

Le remplacement de Ψ_2 en fonction de son expression tirée de l'équation (3.17) conduit à la discrétisation du terme $div_s(-\sigma_s grad_s V)$. Lorsqu'on interpole V à partir des valeurs nodales ce terme présente une discontinuité qui engendre de fausses solutions après résolution. C'est la raison fondamentale qui nous mène à introduire la variable Θ .

VIII. Calcul de différentes grandeurs

Après résolution du système linéaire complexe, nous obtenons les valeurs nodales de V, Ψ et Θ qui nous manque. En utilisant les fonctions d'interpolation nous obtenons les valeurs de V, Ψ et de Θ en tout point des différentes surfaces des isolateurs. Il nous faut maintenant calculer les grandeurs intéressantes pour un isolateur pollué. Ces grandeurs peuvent être locales comme le champ tangentiel, la densité surfacique de courant, la densité de puissance thermique, le champ total, ... ou globale comme la valeur du courant de fuite.

1. Champ tangentiel E_t

Le champ tangentiel E_t est défini par la relation

$$E_t = -grad_s V \quad (3.31)$$

En utilisant les coordonnées locales (u, v) et les vecteurs de base locale e_u et e_v , le champ tangent s'écrit [29] :

$$E_t = - \left[\left(g^{uu} \frac{\partial V}{\partial u} + g^{uv} \frac{\partial V}{\partial v} \right) e_u + \left(g^{uv} \frac{\partial V}{\partial u} + g^{vv} \frac{\partial V}{\partial v} \right) e_v \right] \quad (3.32)$$

g^{uu}, g^{uv}, g^{vu} et g^{vv} sont les composantes du tenseur métrique deux fois contra variant. Les vecteurs e_u et e_v sont donnés par :

$$e_u = \frac{\partial x}{\partial u} i + \frac{\partial y}{\partial u} j + \frac{\partial z}{\partial u} k$$

$$e_v = \frac{\partial x}{\partial v} i + \frac{\partial y}{\partial v} j + \frac{\partial z}{\partial v} k$$

Où i, j, k sont les vecteurs de base du repère global. L'introduction des expressions de e_u et de e_v dans (3.32) donne la valeur du champ tangent. Les dérivées en u et v sont directement calculées à partir des fonctions d'interpolation.

2. Densité surfacique de courant J_s

La densité surfacique de courant J_s est donnée par la relation :

$$J_s = \sigma_s E_t \quad (3.33)$$

3. Densité de puissance thermique p

Cette densité p est donnée par le produit de la conductivité surfacique σ_s et le carré du module du champ tangentiel :

$$p = \sigma_s |E_t|^2 \quad (3.34)$$

4. Champ électrique normal E_n

Pour les interfaces isolateurs-air, la valeur du champ électrique normal côté air est donnée par Ψ :

$$E_n = \Psi \quad (3.35)$$

5. Module du champ électrique total E

Ce module du champ total est calculé suivant la relation

$$E = \sqrt{E_n^2 + E_t^2} \quad (3.36)$$

6. Courant de fuite I

Le courant de fuite est le courant qui sort de l'électrode sous tension. Il est composé de deux parties : le courant de conduction I_C qui entre dans la couche conductrice par conduction et le courant capacitif I_D . Déterminer I_C revient à intégrer le vecteur J_L ($= -\sigma_s \frac{\partial V}{\partial v}$: *densité linéique de courant*) le long de l'interface appartenant à l'électrode sous tension et la couche polluée (figue III.7). Trouver I_D revient à calculer le flux du vecteur Ψ à travers la surface fermée S_E entourant l'électrode sous tension.

Nous avons alors :

$$I_C = - \int_{\Gamma_1} \sigma_s \frac{\partial V}{\partial v} d\Gamma \quad (3.37)$$

et

$$I_D = \int_{S_E} \frac{\partial D}{\partial t} dS = j\omega\epsilon_0 \int_{S_E} \Psi dS \quad (3.38)$$

Ce qui nous donne :

$$I = I_C + I_D = - \int_{\Gamma_1} \sigma_s \frac{\partial V}{\partial v} d\Gamma - \int_{S_E} \frac{\partial D}{\partial t} dS + j\omega\epsilon_0 \int_{S_E} \Psi dS \quad (3.39)$$

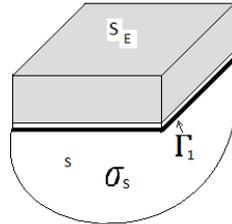


Figure III.7 : frontières de calcul des divers courants.

IX. Conclusion

Nous avons présenté dans ce troisième chapitre un modèle numérique de conduction surfacique sur les isolateurs pollués basé sur la méthode des équations intégrales de frontière (MEIF). L'utilisation de la méthode des résidus pondérés nous a conduits à utiliser la méthode des éléments finis (MEF) pour l'interface polluée de l'isolateur. Les deux méthodes utilisent le même maillage au niveau de la surface polluée. Le calcul des différentes grandeurs locales et globales présentées nous servira pour la validation du module. Parmi ces grandeurs locales, nous avons la densité de puissance thermique qui interviendra dans l'étude des conséquences thermiques de la circulation d'un courant de fuite.

CHAPITRE 3 :**VALIDATION ET EXEMPLES****I. Introduction**

Nous disposons d'un modèle numérique qui permet non seulement d'avoir la répartition du potentiel et du champ à la surface d'un isolateur pollué mais aussi d'autres grandeurs qui jouent des rôles importants. Nous allons procéder à la validation analytique de ce modèle.

Pour cela, nous comparons nos résultats avec des solutions théoriques connues. Ces comparaisons faites pour les valeurs complexes du potentiel, pour les modules de Ψ et du champ tangentiel ; pour ces deux derniers, les modules sont beaucoup plus parlants que les valeurs complexes.

II. Validation analytique

Cette validation analytique consiste à comparer les résultats fournis par notre modèle à ceux donnés par une solution analytique 2D. La configuration utilisée est un isolant de permittivité relative ϵ_r , de très faible épaisseur a , limité par deux électrodes (figure III.8). La différence de potentielle appliquée entre les deux électrodes est de valeur efficace V_0 et de pulsation ω . Le long de la ligne OA de longueur l ($l \ll a$), il y a une couche de conductivité surfacique σ_s .

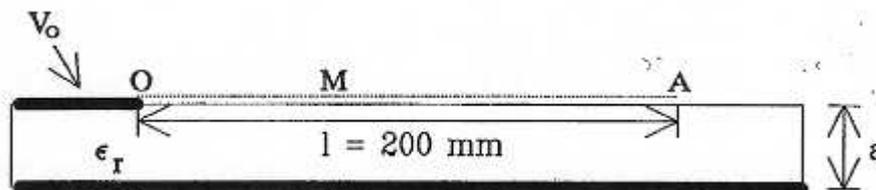


Figure III.8 : Géométrie 2D

1. Solution analytique

Pour établir la relation qui donne la répartition de potentiel le long de la ligne OA, nous utiliserons la conservation de courant pour un point M de la couche conductrice. En prenant comme origine le point O, un point M de OA est caractérisé par son abscisse s .

Pour un segment de longueur dx partant du point M, nous avons trois courants (figure III.9.) : le courant de conduction J_x qui entre en x , le courant de conduction J_{x+dx} qui sort en $(x + dx)$ et le courant capacitif $I_c(x)$ qui sort de dx .

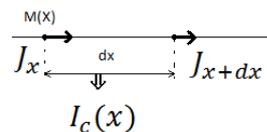


Figure III.9a : Différents courants au point M

$$J_x = -\sigma_s \frac{\partial V}{\partial x}$$

$$J_{x+dx} = -\sigma_s \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} dx \right)$$

$$I_c(x) = \frac{\partial D}{\partial t} dx$$

La conservation du courant en M nous permet d'écrire

$$J_x + I_c(x) = J_{x+dx} \quad (3.40)$$

Le courant capacitif $I_c(x)$ est égal à $j\omega\epsilon_r\epsilon_0 \frac{\partial V}{\partial n} dx$, où n est la normale orientée vers l'intérieur de l'isolant et j^2 égale à -1 . Ce qui nous donne :

$$j\omega\epsilon_r\epsilon_0 \frac{\partial V}{\partial n} = -\sigma_s \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (3.41)$$

Comme l'épaisseur de l'isolant est très faible nous pouvons remplacer $\frac{\partial V}{\partial n}$ par $-\frac{V}{a}$ avec V , valeur du potentiel en M. l'équation (3.41) devient

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{j\omega\epsilon_r\epsilon_0}{\sigma_s} \frac{V}{a} = 0 \quad (3.42)$$

A cette équation, nous ajoutons les deux conditions aux limites

$$V = V_0 \text{ pour } x = 0$$

et

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \text{ pour } x = l$$

La résolution de l'équation (3.42) avec les deux conditions aux limites ci-dessus nous donne la valeur $V(x)$ du potentiel en un point d'abscisse x :

$$V(x) = V_0 \frac{\cosh [(1+j)k(l-x)]}{\cosh [(1+j)kl]} \quad (3.43)$$

avec

$$k = \sqrt{\frac{\omega\epsilon_r\epsilon_0}{2\sigma_s a}}$$

A partir de cette solution analytique, nous calculons toutes les autres grandeurs qui nous servent pour les comparaisons. Les différentes valeurs numériques utilisées pour le calcul de la solution analytique sont :

$$V_0 = 100 \text{ volts}$$

$$\omega = 100\pi \text{ s}^{-1}$$

$$\epsilon_r = 4$$

$$\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi \text{ Fm}^{-1}$$

$$a = 5 \text{ mm}$$

$$l = 200 \text{ mm}$$

Pour une conductivité tendant vers 0 ou nulle, ce calcul ne s'applique plus : on le vérifie pour $\sigma_s = 0$ en utilisant la solution exacte donnée par la transformation conforme:

$$V(x) = \frac{2}{\pi} V_0 \text{Arcsin} \left[\exp \left(-\frac{\pi x}{2a} \right) \right] \quad (3.44)$$

Qui montre que la décroissance du potentiel dans la direction x n'est plus liée à la longueur de l'isolant, mais à son épaisseur a . On ne peut plus écrire l'expression simple du type $\frac{\partial V}{\partial n} = -\frac{V}{a}$.

Les valeurs de conductivités surfaciques utilisées pour la validation sont $\sigma_s = 100 \mu S$, $\sigma_s = 1 \mu S$, $\sigma_s = 0.001 \mu S$. Le choix des deux premières valeurs est dicté par le fait que les valeurs généralement rencontrées dans la nature sont comprises entre $1.25 \mu S$ et $80 \mu S$ [16]. D'autre part, sous l'influence de l'humidité, un isolateur propre peut avoir une conductivité surfacique de $0.001 \mu S$ [28], ce qui nous conduit à prendre la troisième valeur. Les comparaisons sont faites pour les valeurs de potentiel, de champ normal, de champ tangentiel et des valeurs de courants de fuite (capacitif et de conduction).

Pour pouvoir traiter ce problème par notre modèle, nous ajoutons une valeur b ce 60 mm , ce qui nous donne une géométrie 3D (fig III.9b). Les valeurs des différentes grandeurs sont calculées le long de OA.

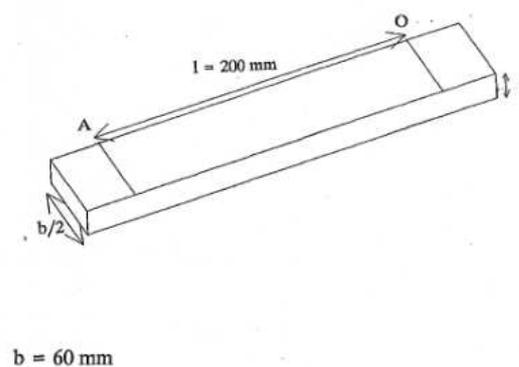


Figure III.9b : Géométrie 3D

2. Valeurs du potentiel

Comme les valeurs du potentiel sont de type complexe, nous ferons les comparaisons entre ses parties réelles et ses parties imaginaires.

La partie réelle de V est donnée par :

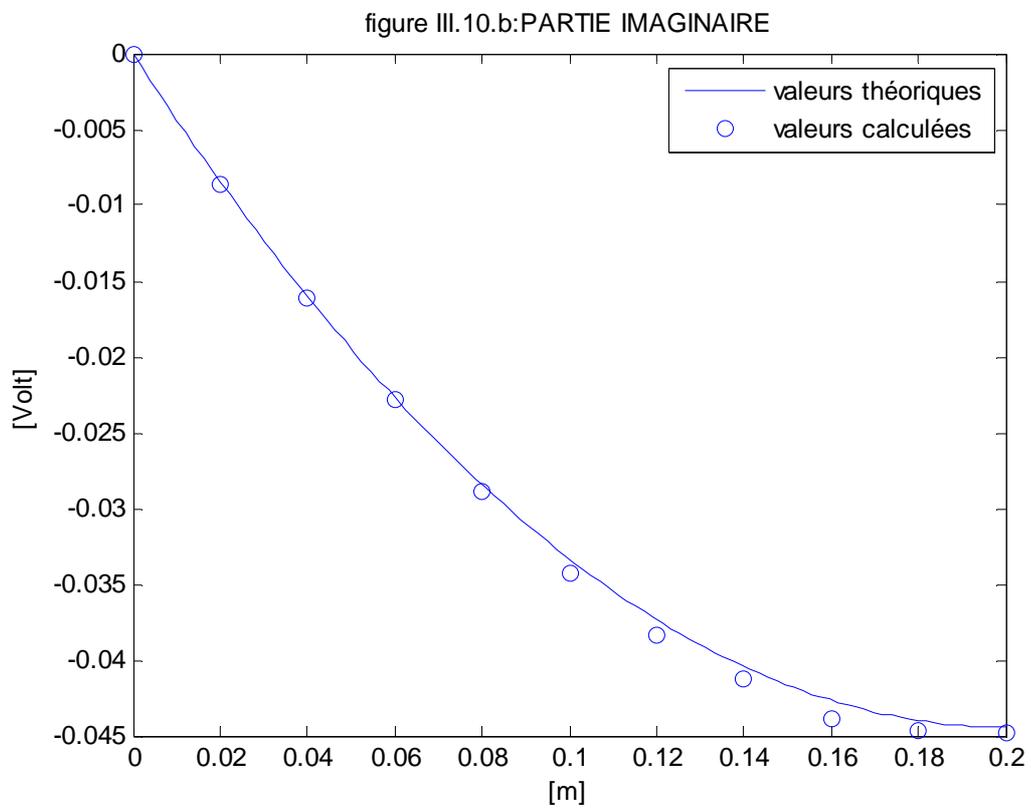
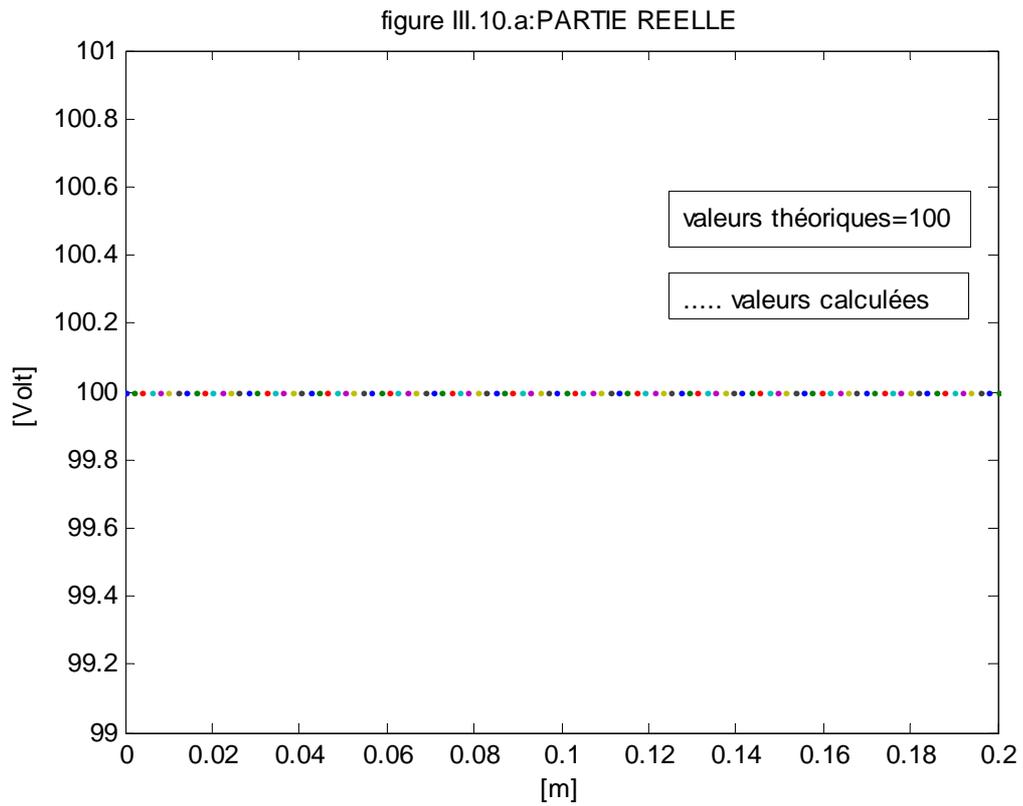
$$Re(V) = \frac{\cosh[k(2l - x)] \cos(kx) + \cosh(kx) \cos[k(2l - x)]}{2[\cosh^2(kl) - \sin^2(kl)]} V_0 \quad (3.45)$$

La partie imaginaire est donnée par :

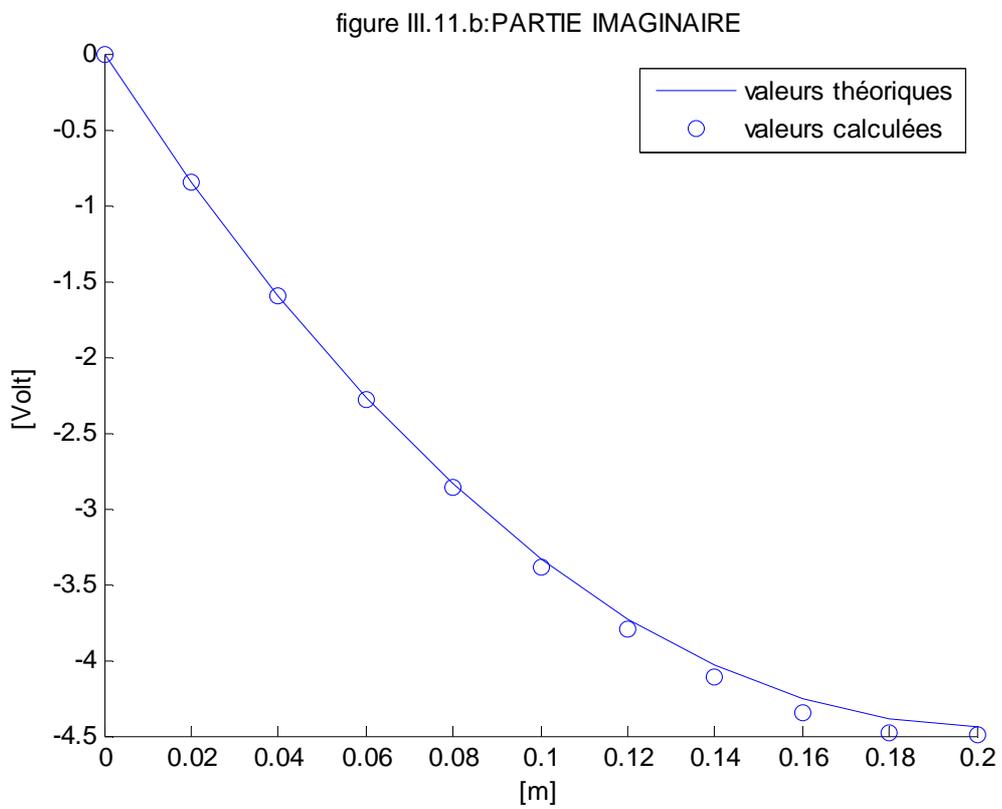
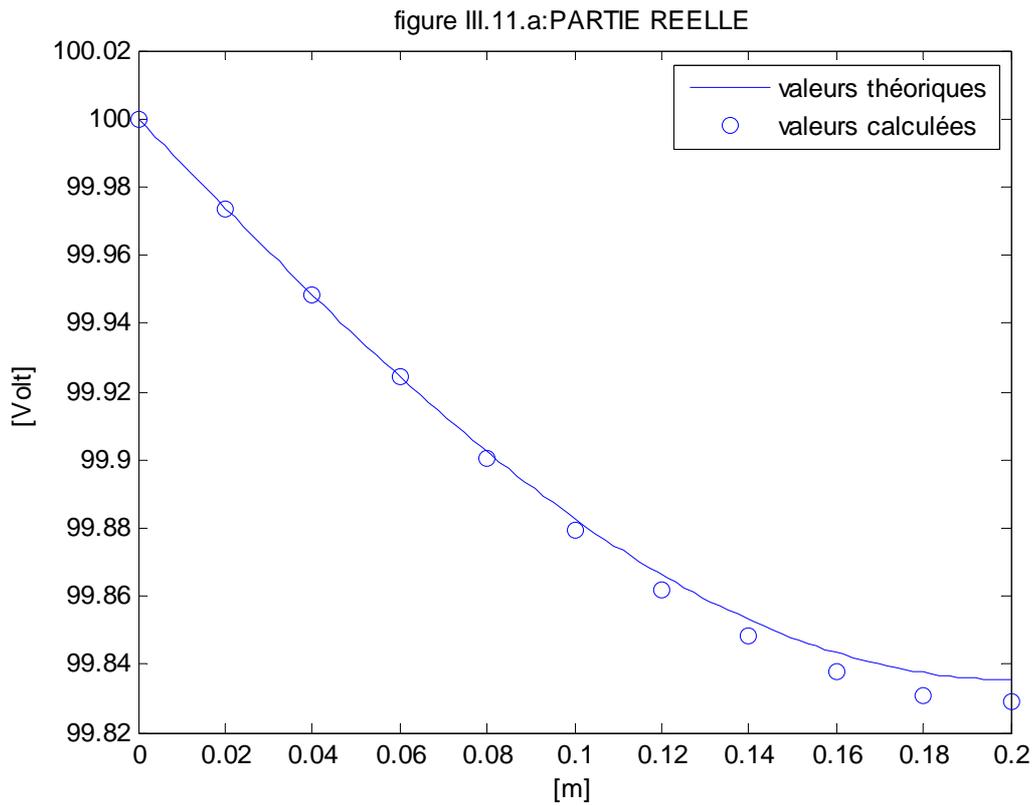
$$Im(V) = \frac{\sinh[k(2l - x)] \sin(kx) + \sinh(kx) \sin[k(2l - x)]}{2[\cosh^2(kl) - \sin^2(kl)]} V_0 \quad (3.46)$$

Les résultats de comparaisons sont portés sur les figures III.10 à III.12.

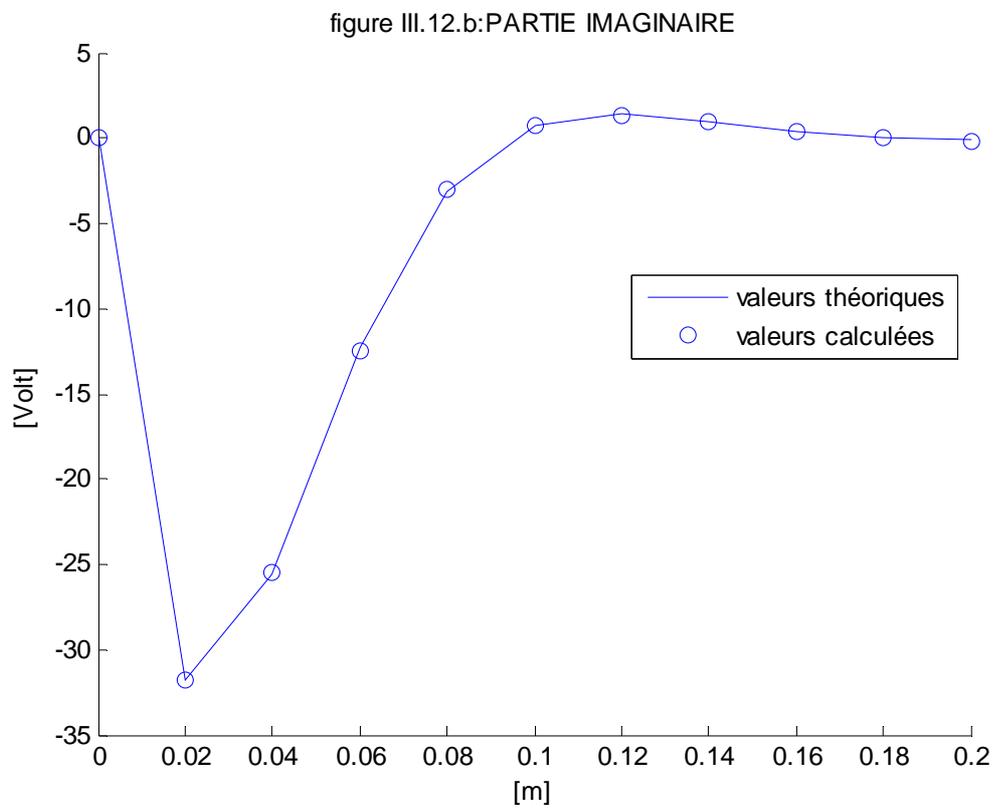
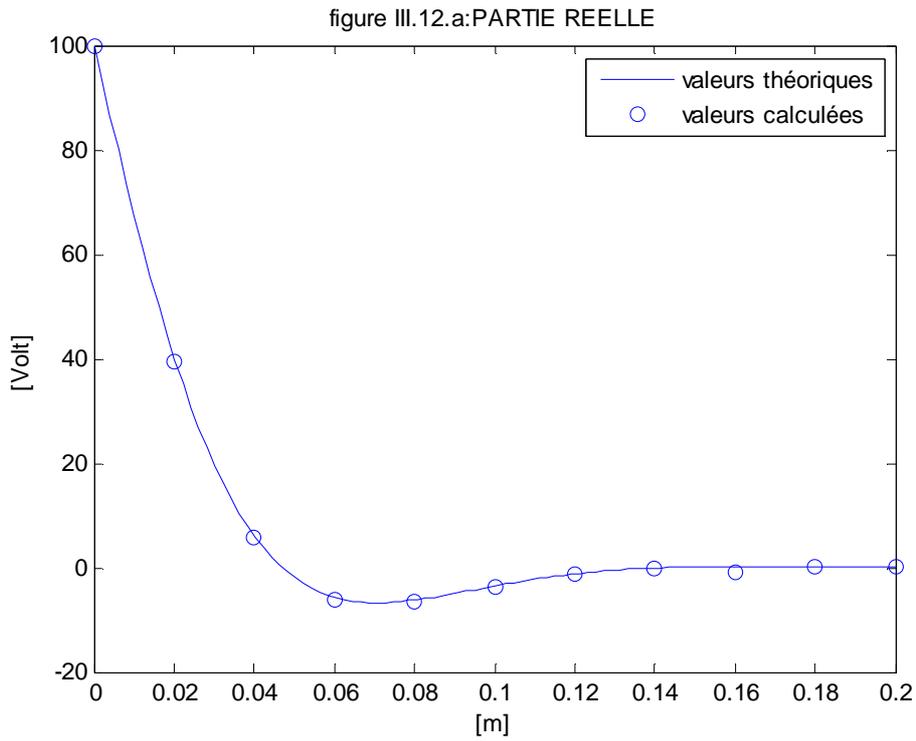
Répartition du potentiel ($\sigma_s = 100\mu S$)



Répartition du potentiel ($\sigma_s = 1\mu S$)



Répartition du potentiel ($\sigma_s = 0.001\mu S$)



Par ailleurs, nous avons fait des comparaisons pour des valeurs de conductivités comprises entre $10^{-4}\mu S$ et 10^3 [24]. Pour les valeurs de potentiel, on constate une bonne coïncidence entre les, valeurs données par la solution analytique et celles calculées. D'autre part, un calcul effectués pour σ_s égale à $0.01 S$ nous amène conclure que le modèle n'est plus valable pour $\sigma_s \geq 0.01 S$. Toutefois cette valeur ne fait plus partie de celles qu'on rencontre généralement dans la nature.

Lorsque $\sigma_s \geq 1\mu S$, toute en restant inférieure à $10^3\mu S$, on tend vers l'équipotentielle. Lorsque $\sigma_s \ll 1\mu S$, on tend vers la solution donnée par l'équation (3.34). Ceci est illustré par le tableau :

$x(mm)$	$V(x)/V_0$ ($\sigma_s = 10^{-11}S$)	$V(x)/V_0$ ($\sigma_s = 0 S$)	$V(x)/V_0$ Analytique (3.34)
0	1	1	1
0.46	0.84	0.67	0.66
0.93	0.71	0.53	0.53
1.87	0.50	0.37	0.37
3.75	0.26	0.20	1.199
7.5	0.08	0.06	0.06

3. Module de Ψ

Par définition Ψ est égale à $\epsilon_r \frac{\partial V}{\partial n}$ (ϵ_r étant la permittivité relative de l'isolant). Comme l'isolant est de très faible épaisseur, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial V}{\partial n} = \frac{V(x)}{a}$$

Ce qui nous donne en utilisant l'expression de $V(x)$:

$$\Psi = \frac{\epsilon_r V_0}{a} \frac{\cosh [(1+j)k(l-x)]}{\cosh [(1+j)kl]} \quad (3.47)$$

et en calculant son module nous obtenons :

$$\Psi = \frac{\epsilon_r V_0}{a} \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + \sinh^2 \alpha}{\cos^2 \beta + \sinh^2 \beta}} \quad (3.48)$$

avec $\alpha = k(l-x)$ et $\beta = kl$.

4. Module du champ tangentiel

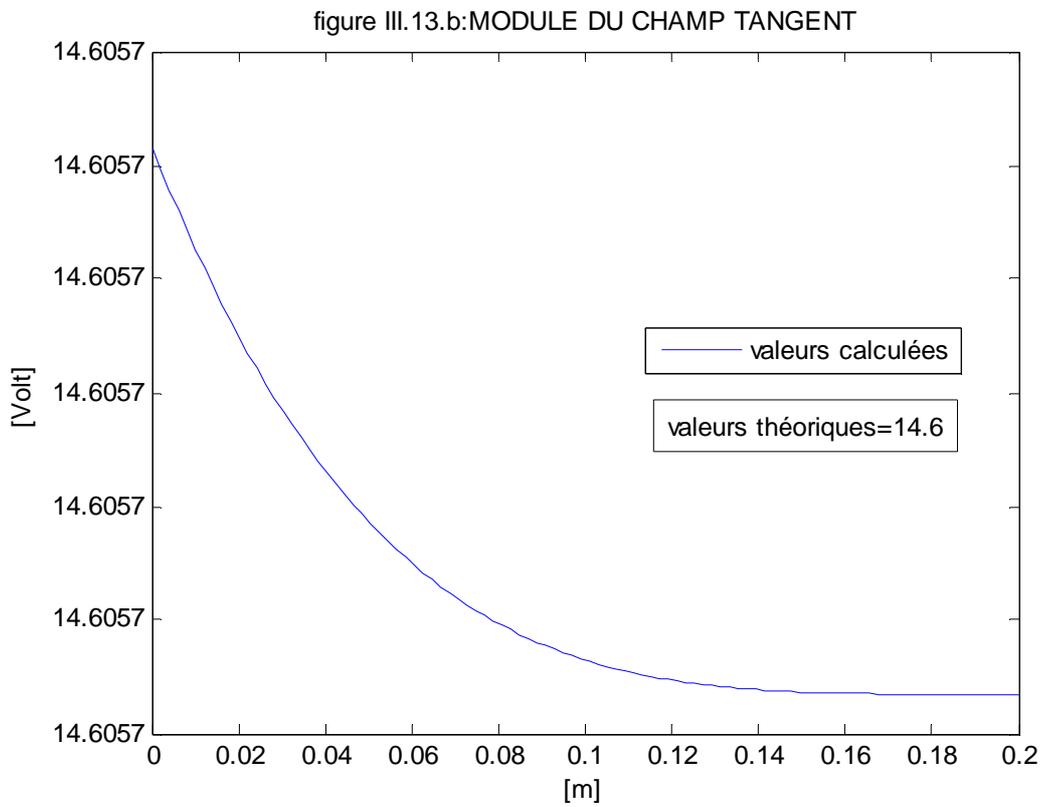
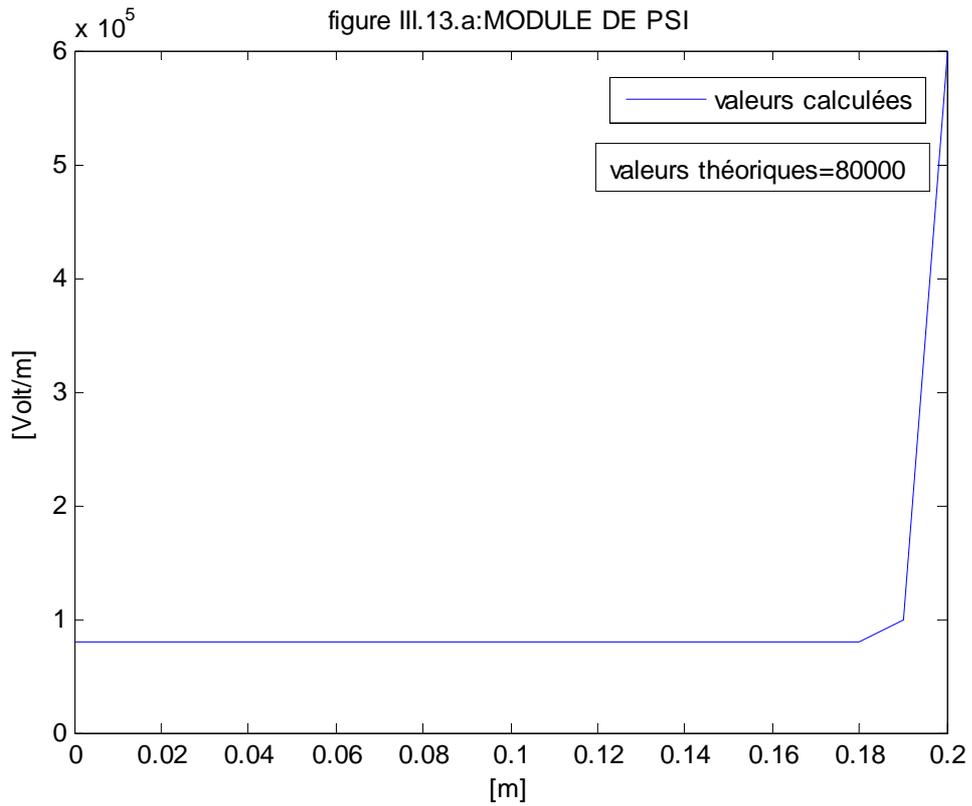
Le champ tangentiel est donné par la relation $E_t = -\frac{\partial V}{\partial x}$. En utilisant l'expression de $V(x)$, nous obtenons :

$$E_t = (1+j)kV_0 \frac{\sinh [(1+j)k(l-x)]}{\cosh [(1+j)kl]} \quad (3.49)$$

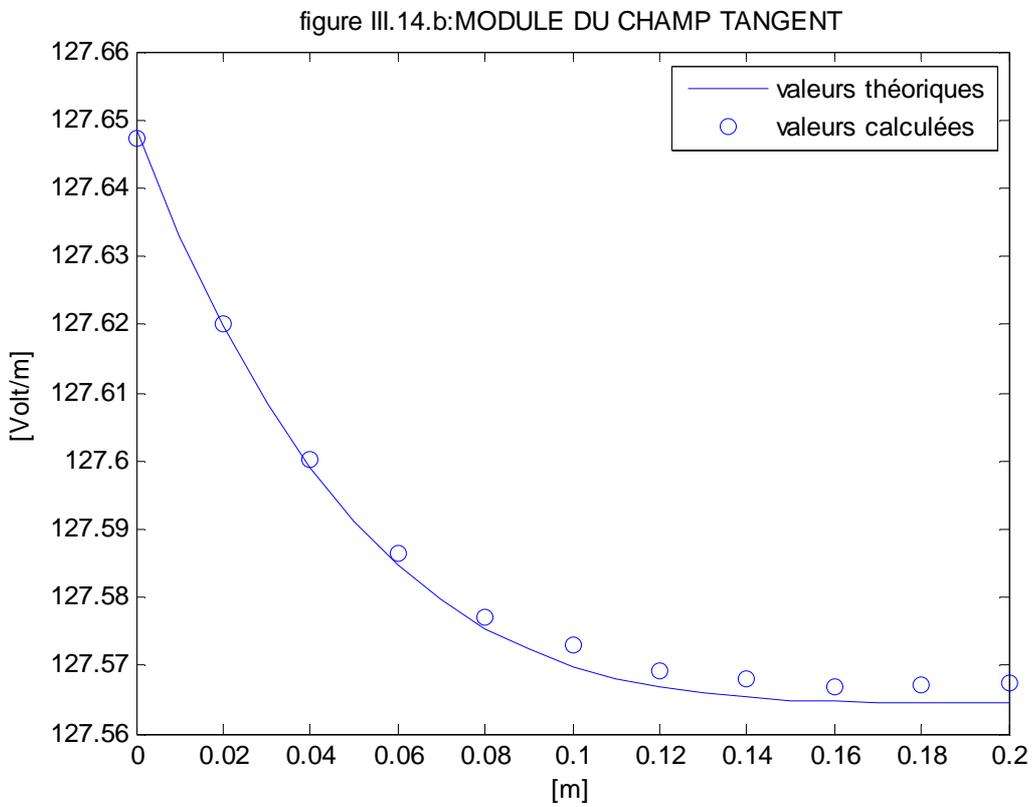
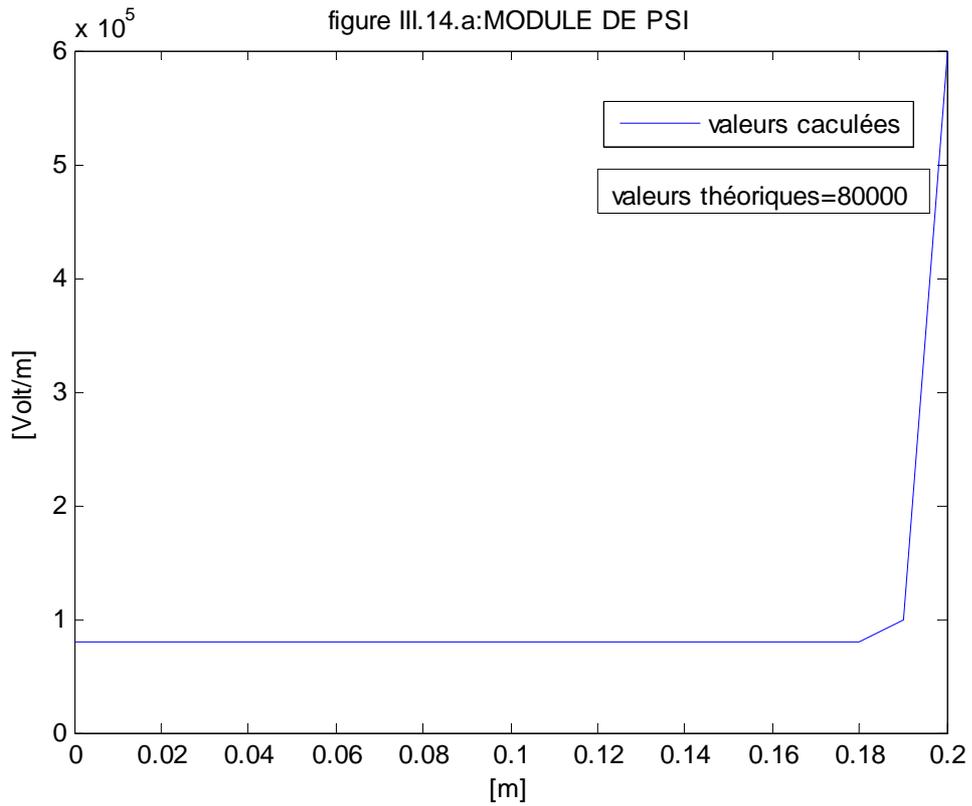
Le calcul de son module nous donne :

$$E_t = V_0 \sqrt{\frac{\omega \epsilon_r \epsilon_0}{\sigma_s a}} \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + \sinh^2 \alpha}{\cos^2 \beta + \sinh^2 \beta}} \quad (3.50)$$

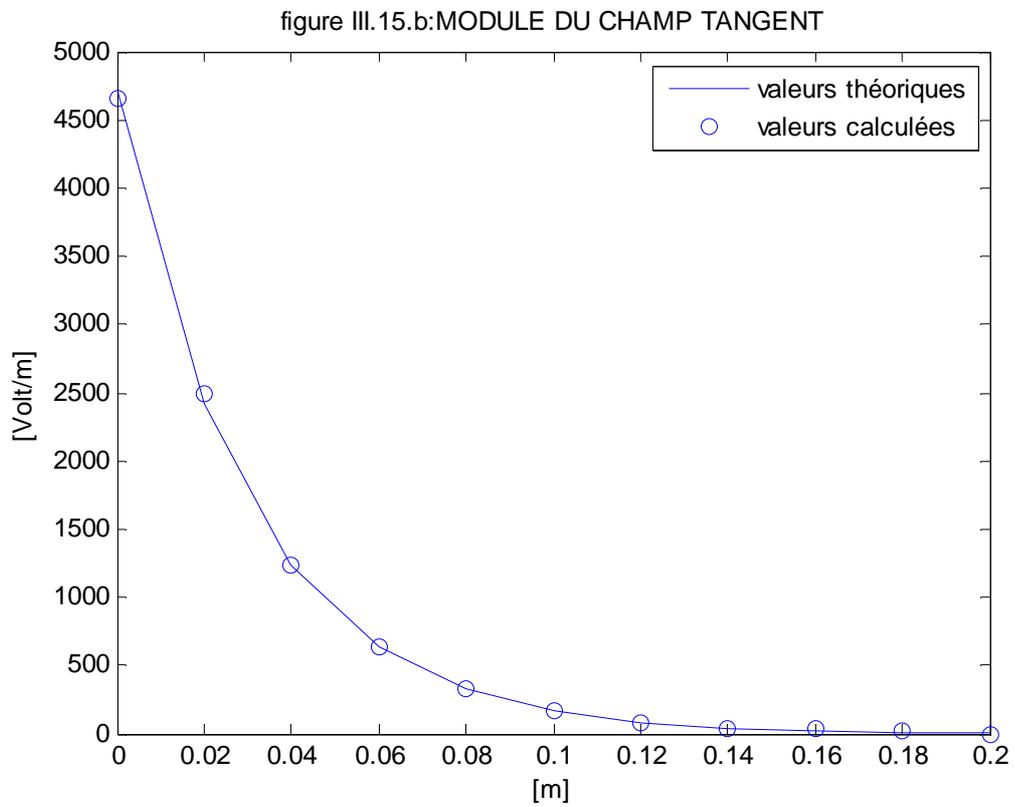
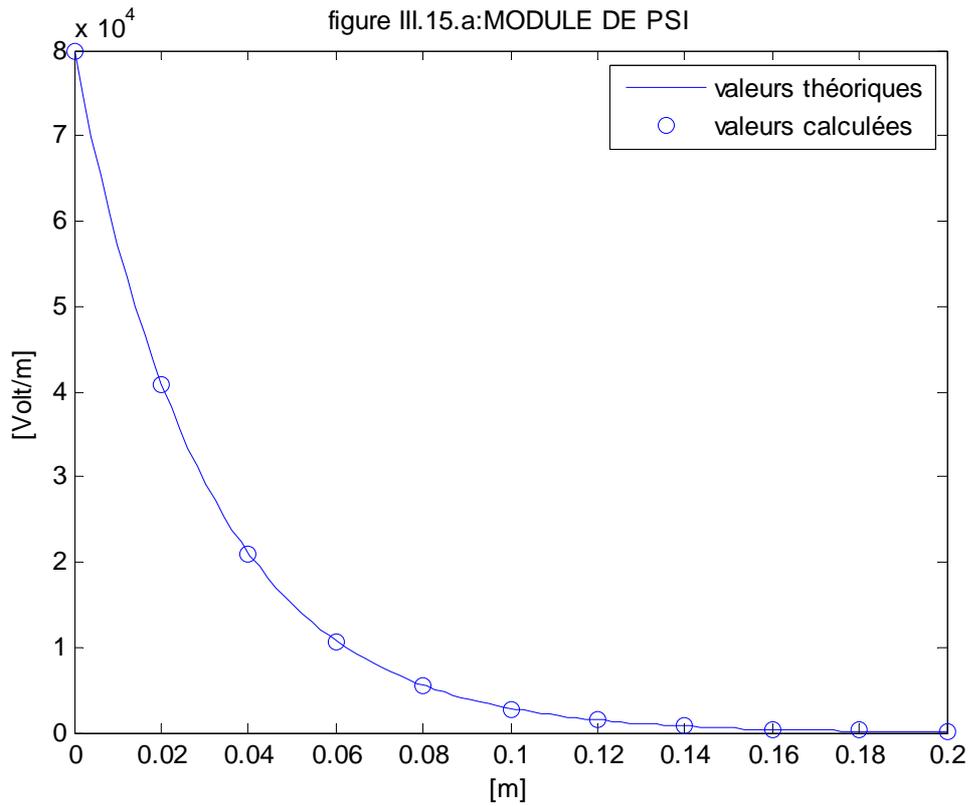
$$\sigma_s = 100\mu S$$



$$\sigma_s = 1\mu S$$



$$\sigma_s = 0.001\mu S$$



Nous constatons que pour les trois valeurs de conductivité surfacique, il y a une bonne concordance entre les valeurs théoriques et calculées du champ tangent. Pour un point d'abscisse x donnée, le module du champ tangent décroît lorsque la conductivité surfacique croît : plus σ_s augmente, plus on tend vers l'équipotentielle et le champ tangentiel tend vers zéro.

Quant au module de Ψ , on peut dire que lorsque σ_s prend la valeur $10^{-3}\mu S$, les valeurs calculées coïncident avec les valeurs théoriques. Lorsque σ_s est égale à $1\mu S$ ou $100\mu S$, on note une bonne concordance des deux résultats sauf au point de contact entre la couche de pollution et une surface propre. Cette divergence provient du fait que la couche se comporte comme une équipotentielle.

5. Valeurs des courants

Les valeurs de conductivités surfaciques utilisées sont comprises entre $10^{-4}\mu S$ et $100\mu S$.

a) Calcul du courant de conduction théorique J_c

Le courant de conduction est égal au produit de la valeur du champ tangentiel E_t , à la jonction électrode sous tension- polluée ($x=0$), par la valeur de la conductivité surfacique et la largeur b de l'électrode, ce qui nous donne :

$$J_c = \sigma_s k b V_0 \frac{\sinh [(1+j)kl]}{\cosh [(1+j)kl]} \quad (3.51)$$

Le calcul de la partie réelle I_R et de la partie imaginaire I_I nous donne

$$I_R = b V_0 \sqrt{\frac{\omega \epsilon_r \epsilon_0 \sigma_s}{2a}} \frac{\cosh(kl) \sinh(kl) - \cos(kl) \sin(kl)}{\cos^2(kl) + \sinh^2(kl)} \quad (3.52)$$

Et

$$I_I = b V_0 \sqrt{\frac{\omega \epsilon_r \epsilon_0 \sigma_s}{2a}} \frac{\cosh(kl) \sinh(kl) + \cos(kl) \sin(kl)}{\cos^2(kl) + \sinh^2(kl)} \quad (3.53)$$

b) Calcul du courant capacitif théorique J_D

Pour avoir ce courant, on intègre la quantité $\frac{\partial D}{\partial t}$ à travers la surface S_E de l'électrode de potentiel V_0 :

$$J_D = \int_{S_E} \frac{\partial D}{\partial t} dS \quad (3.54)$$

$$J_D = \omega \epsilon_r \epsilon_0 E_n S_E \quad (3.55)$$

Comme l'épaisseur a de l'isolant est très petite devant les autres dimensions, on peut écrire que le champ normal $E_n = \frac{V_0}{a}$, ce qui nous donne en définitif

$$J_D = \omega \epsilon_r \epsilon_0 \frac{V_0}{a} S_E \quad (3.56)$$

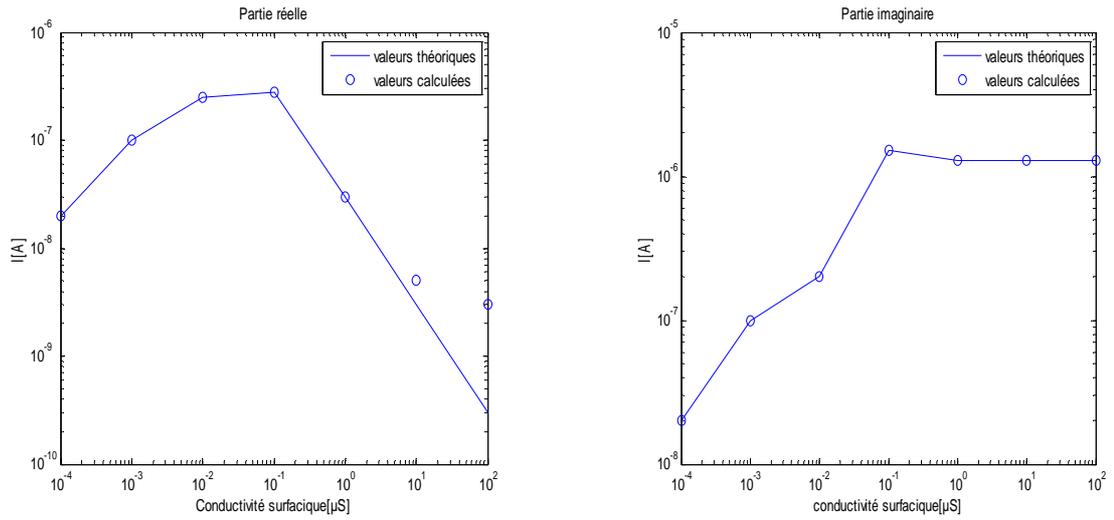


Figure III.16 .a : courant de conduction

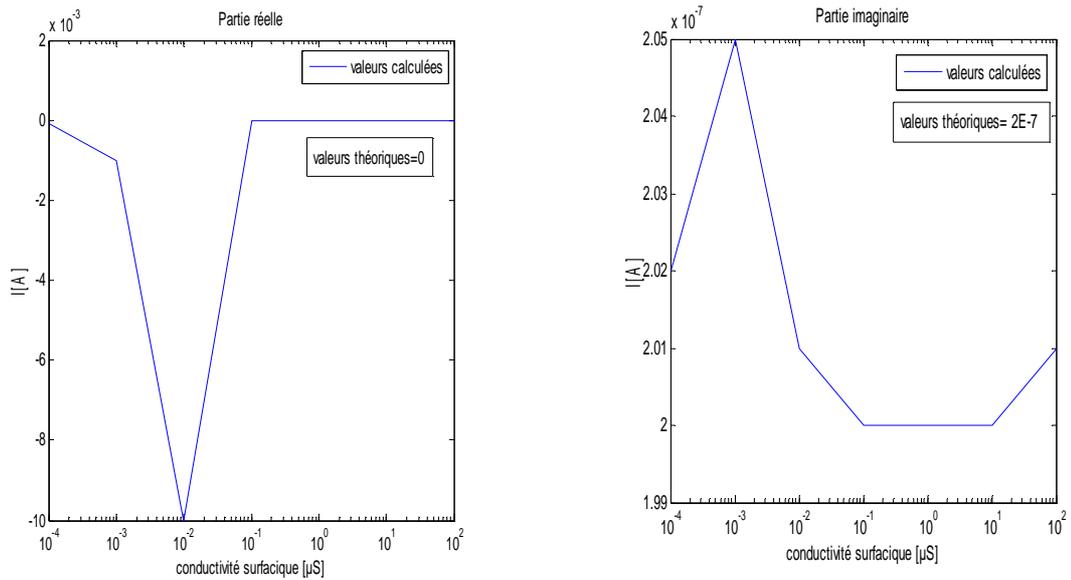


Figure III.16.b : courant capacitif.

Comme les parties réelles des courants capacitifs sont négligeables devant les parties imaginaires, on peut considérer qu'on a une bonne coïncidence entre les valeurs analytiques et celles données par le modèle.

Pour les courants de conduction, leurs parties imaginaires tendent vers $13 \cdot 10^{-7} A$ lorsque $\sigma_s \geq 1 \mu S$. Cette limite s'explique par le fait que la couche se comporte comme une équipotentielle avec l'électrode supérieure ; on a approximativement un système capacitif, la tension et le courant sont uniformes le long de la couche.

III. Conclusion

Nous avons effectué dans ce chapitre une validation analytique de notre modèle. Cette validation est faite en comparant ; pour des différentes valeurs de σ_s qui sont susceptible d'être rencontrées dans la nature ; la valeur du potentiel (partie réelle et partie imaginaire), le module de Ψ et du champ tangentiel, et enfin la valeur des courants (conduction et capacitif) avec les résultats d'une solution analytique. On a constaté que les résultats obtenus numériquement (valeurs calculées) coïncident avec les résultats obtenus analytiquement (valeurs théoriques).

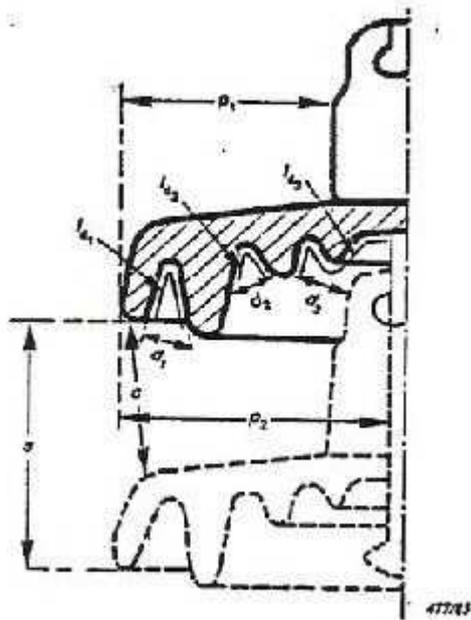
CHAPITRE 4 : APPLICATIONS ET EXTENSIONS

I. Introduction

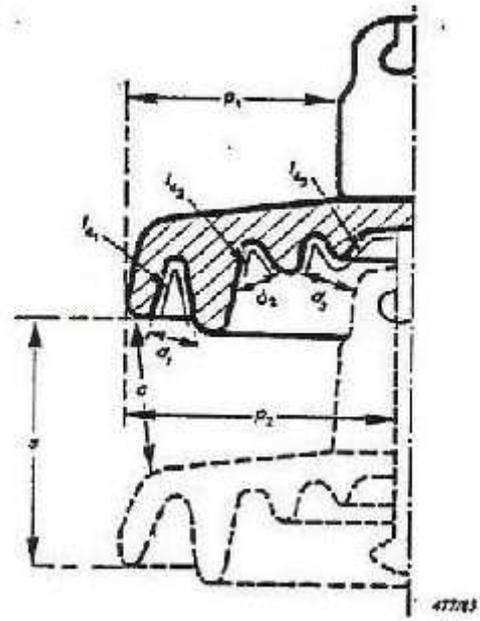
Le module "pollution" fournit les répartitions du champ et du potentiel électriques à la surface des isolateurs pour des configurations tridimensionnelles (géométrie, répartition de pollution). Nous allons examiner maintenant comment on peut exploiter ces différentes répartitions en commençant par des applications concrètes du module. Ensuite nous envisagerons les possibles extensions du module. Ces extensions portent sur les conséquences thermiques dues à la circulation d'un courant de fuite à travers la couche de pollution et dont les conséquences sont principalement des apparitions de zones sèches et des amorçages d'arc. Nous terminerons par d'autres extensions qui nous paraissent intéressantes.

II. Conception et choix des matériels d'isolation

Parmi les facteurs qui entrent en jeu dans le choix des isolateurs dans les ouvrages électriques, la tenue sous pollution est un facteur déterminant. La Commission Electrotechnique Internationale a proposé, dans sa publication CEI-815 [17], plusieurs règles générales simples qui devraient être une aide pour le choix des isolateurs. Ces règles ont été établies sur la base de l'expérience en service et de nombreux résultats d'essais dans des conditions de pollution naturelle ou artificielle. Elles sont essentiellement fondées sur la spécification d'une ligne de fuite minimale et de quelques paramètres caractérisant le profil des isolateurs. Deux exemples de profil avec leurs paramètres caractéristiques sont présentés sur les figures III.17.



**Figure III.17.a : isolateur à capot
et tige**



**Figure III.17.b : Ailettes à
ondulation**

Bien qu'on dispose de ces règles, il est intéressant de valider ce guide CEI-815 à l'aide d'un logiciel de calcul de champ et d'étudier l'influence des paramètres non pris en compte dans ce guide. Ceci a fait l'objet d'un travail dans le cadre d'un DEA [25] et dont les principaux résultats sont :

- la validation globale de ce guide, c'est à dire qu'on a retrouvé les recommandations de la CEI concernant le choix des isolateurs,
- la mise en évidence de l'importance de certains paramètres géométriques relatifs aux nervures : W et D (figure III.18).

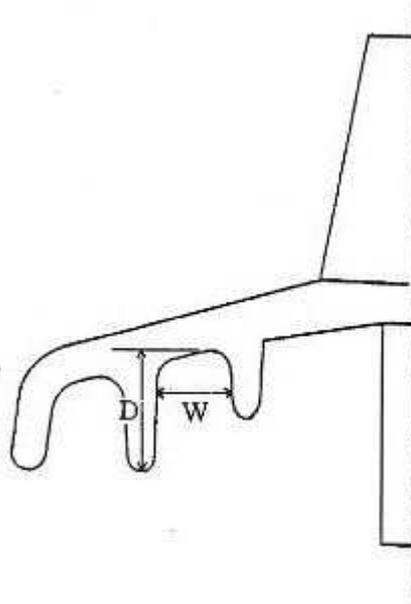


Figure III.18 : Paramètres géométriques d'une nervure.

Toujours dans le cadre de ce DEA, l'étude de l'influence du nombre de nervure à longueur de ligne de fuite constante a été effectuée pour un isolateur de type capot-tige. L'évolution de la répartition de potentiel (pour une répartition de pollution donnée) en fonction du nombre de nervure est reportée en annexe 4. La variation du nombre de nervure à longueur de ligne de fuite constante entraîne une modification de W ou de D . Ce qui peut conduire à une diminution de la ligne de fuite effective de l'isolateur et peut donc être néfaste pour sa performance. La solution consiste donc à trouver un compromis entre le nombre de nervures et les valeurs de W et de D . Des calculs effectués avec le module pollution ont montré que ce compromis dépend du type et de la distribution de la pollution. D'où l'intérêt d'avoir un code de calcul de champ pouvant prendre en compte la pollution.

Pour finir ce paragraphe, ajoutons que le module pollution permet d'affiner ou de compléter le guide CEI-815 en étudiant l'influence des pièces de garde ou l'influence de la hauteur d'une colonne de poste par exemple.

III. Validation et interprétation d'essai de vieillissement accéléré

Les isolateurs à enveloppe synthétique utilisés sur les réseaux électriques peuvent se dégrader au cours du temps sous l'effet des contraintes climatiques, électriques et de pollution auxquelles ils sont soumis en service. Ces contraintes climatiques sont entre autre la pluie et le rayonnement solaire. Un essai dit de vieillissement accéléré a été mis au point pour valider la conception des matériels à isolation synthétique avant leur utilisation [2]. Cet essai est réalisé dans une enceinte climatique, adaptée au matériel du réseau $MT\ 20\ kV$, et dont les dimensions ne permettent pas d'appliquer une tension supérieure à $24 / \sqrt{3}\ kV$. Durant ce type d'essai, la tension est appliquée en permanence et les contraintes climatiques et de pollution sont appliquées, alternativement ou simultanément, selon un cycle journalier qui dure $5000\ heures$. L'expérience montre qu'un essai de $5000\ heures$ permet de représenter au moins 10 ans de service sur le réseau. La représentativité de l'essai a été établie en comparant les types et les formes des dégradations observées en laboratoire et au cours d'essais en conditions naturelles : pour un type d'isolateur donné, les dégradations s'initient et se développent de manière identique au cours des deux essais.

Cette essai de vieillissement accéléré est utilisé pour l'étude et la qualification d'isolateurs MT (et plus généralement de matériel MT à enveloppe synthétique) mais aussi pour du matériel à enveloppe synthétique destiné à des réseaux de tension supérieure à $20\ kV$. Dans ce cas, l'isolateur est représenté en essai par une maquette $20\ kV$. L'utilisation du code de calcul PHI3D a permis d'étudier la représentativité de cette maquette.

La méthode retenue pour l'étude de la représentativité consiste à comparer les résultats de calculs effectués sur la maquette et sur l'isolateur HT en réseau (prise en compte de son environnement : pièces de garde,...) selon les critères suivants:

- comparaison qualitative des répartitions du champ et du potentiel dans un plan de coupe passant par l'axe des isolateurs,
- comparaison quantitative de ces mêmes répartitions sur plusieurs lignes droites définies dans la partie la plus contrainte des isolateurs,
- comparaison quantitative des valeurs de champ maximal.

Ces critères ont aussi été définis en fonction de la localisation et des types des principaux défauts rencontrés sur des isolateurs composites au cours d'essais de vieillissement accéléré.

Les résultats de calcul effectué pour la maquette et l'isolateur HT ont montré que les valeurs du champ moyen (différence de potentiel entre les deux extrémités de la ligne divisée par la longueur de la ligne) calculées, soit à travers la première ailette (coté potentiel), soit à la surface supérieure de cette ailette sont de même ordre de grandeur. L'utilisation d'un code de calcul a permis de confirmer les résultats expérimentaux : la maquette MT est bien représentative de l'isolateur HT en réseau.

Le code de calcul utilisé jusqu'à maintenant ne permet pas de prendre en compte les valeurs de conductivité surfacique de la couche de pollution. L'utilisation du module pollution permet de combler cette lacune et de faire une étude paramétrique par la suite.

IV. Application à l'étude des conséquences thermiques

L'énergie dissipée par le passage d'un courant de fuite à travers la couche de pollution humide se traduit par la perte de la quantité d'eau contenue dans la couche. Par conséquent, il y a variation de la conductivité surfacique de la couche qui engendre l'apparition des bandes sèches (zones de très faible conductivité surfacique). C'est la présence de ces bandes sèches qui est à l'origine des amorçages d'arc qui peuvent conduire au contournement des isolateurs. Comment peut-on, avec le module pollution, localiser l'apparition de ces bandes et de prévoir l'amorçage d'arc?

L'idée qui vient à l'esprit, est d'utiliser la répartition de la densité de puissance thermique. On peut assimiler en première approximation les zones de fortes densités de puissance thermique aux zones d'apparition des bandes sèches. Comme la largeur initiale de ces bandes est de quelques millimètres [10, 34, 7], on choisira des zones de quelques millimètres de largeur entourant les maxima de densité de puissance thermique. On peut donc faire un deuxième calcul en remplaçant ces zones de très fortes valeurs de densité de puissance thermique par des zones de très faibles valeurs de conductivité surfacique ou par des surfaces propres. Pour trouver les zones propices à l'amorçage d'arc, on peut procéder de deux façons :

Soit on utilise la répartition du module du champ électrique et on cherche les endroits où le module de champ est proche de la valeur du champ disruptif de l'air,

Soit on utilise la valeur du champ moyen à travers les bandes sèches. On calcule donc la chute de potentiel aux bornes des bandes sèches et on divise cette valeur par leur largeur. On compare ensuite la valeur de ce champ moyen ainsi obtenu à la valeur du champ disruptif de l'air.

Une fois amorcé, un arc peut évoluer de différentes façons [29] :

- soit il s'éteint,
- soit il se déplace latéralement pour trouver une position plus stable correspondant à une plus faible longueur d'arc,
- soit il s'allonge pour provoquer le contournement.

C'est ce dernier qui pose des problèmes aux réseaux de transport d'énergie électrique.

L'allongement de l'arc dépend de nombreux paramètres, en particulier de la largeur de la bande sèche et de la tension appliquée. Lorsqu'il s'agit de prévoir cet allongement, il faut utiliser un critère de contournement. Ce que nous développerons dans le paragraphe suivant.

V. Calcul de la tension de contournement

Une caractéristique importante des isolateurs est leur tenue au contournement. Elle est caractérisée par la tension de contournement V_c , la connaissance de cette valeur étant un des buts des divers modèles mathématiques de contournement. Parmi ces modèles, il y a celui proposé par Claverie-Porcheron [38] qui fournit la valeur de tension de contournement sous tension alternative. Cette valeur dépend de la résistance en série avec Tare et la valeur de cette résistance peut être calculée de deux façons, soit par considérations géométriques, celle-ci est moins précise du fait qu'elle ne tient pas compte des lignes de courant, soit expérimentalement. Nous allons présenter ici une façon de déterminer cette résistance tout en évitant le recours à l'expérimentation. Mais avant cela nous considérons d'abord le critère de contournement de Claverie-Porcheron (2.17).

$$V = \frac{100 \cdot X}{\sqrt{I}} + R(X) \cdot I$$

En plus de cette équation, ils associent le critère de réamorçage d'arc (2.19).

$$V = \frac{800 X}{\sqrt{I}}$$

La tension de contournement s'obtient en écrivant que ces deux courbes sont tangentes. Ce qui se ramène à chercher la valeur de x telle que :

$$\frac{d(x^2 R(x))}{dx} = 0 \tag{3.57}$$

La valeur x_c qui vérifie cette équation représente la longueur d'arc critique.

C'est la plus grande longueur d'arc qu'il est possible d'observer en régime permanent. A partir de cette longueur d'arc critique, on a la tension V_C et le courant I_C de contournement qui sont donnés par les relations [43] :

$$V_C = 90(x_c^2 R(x_c))^{1/3} \quad (3.58)$$

et

$$I_C = \left(\frac{700x_c}{R(x_c)} \right)^{2/3} \quad (3.59)$$

Pour trouver cette valeur x_c , on peut procéder pas à pas. C'est à dire, on part d'une valeur initiale de x qui peut être la longueur de la bande sèche, on calcule la valeur de $x^2 R(x)$ pour des valeurs croissantes de x jusqu'à trouver son maximum. Mais pour cela, nous avons besoin de la valeur de $R(x)$. On pourrait la calculer comme suit en supposant que :

- l'arc n'est en contact qu'avec deux points de l'isolateur (courant d'arc constant) et que ces deux points on la même valeur de potentiel (condition aux limites supplémentaire),
- la couche de pollution est en contact avec au moins une des deux électrodes (pour qu'on puisse calculer la valeur du courant de conduction I).

Pour une valeur de x , on calcule la nouvelle répartition de potentiel en tenant compte de la condition aux limites supplémentaire. Avec cette nouvelle répartition de potentiel, on peut calculer la puissance dissipée par effet Joule P_j à travers la couche de pollution S . Celle-ci est donnée par

$$P_j = \int_S \sigma_s \|grad_s V\|^2 dS \quad (3.60)$$

Une deuxième façon d'écrire cette puissance est d'utiliser la résistance $R(x)$ en série avec l'arc :

$$P_j = R(x)I^2 \quad (3.61)$$

Où I est le module du courant de conduction entrant ou sortant par une des deux électrodes. En égalisant ces deux expressions, on a :

$$R(x) = \frac{\int_S \sigma_s \|\text{grad}_s V\|^2 dS}{I^2} \quad (3.62)$$

Contrairement à l'utilisation de facteur de forme, cette manière de calculer la résistance tient compte de lignes de courant.

On a maintenant tous les éléments qui permettent de tracer la courbe $x^2 R(x)$ et de trouver la valeur x_c qui la rend maximale. La tension V_c et le courant I_c de contournement s'obtiennent en utilisant les équations (3.58) et (3.59).

VI. Calcul de potentiel sous surtension de manœuvre

En dehors des tensions à fréquence industrielle, les isolateurs peuvent être soumis à des tensions transitoires de type manœuvre [6]. L'étude du comportement des isolateurs pollués soumis à ce type de tension a fait l'objet d'un certain nombre de publications [6, 11]. Contrairement au contournement sous tension à fréquence industrielle, le contournement sous surtension de manœuvre se fait sans création de zones sèches : le temps d'application de la surtension est beaucoup plus court que le temps d'apparition d'une zone sèche.

La surtension de manœuvre fait partie d'un ensemble qu'on appelle choc normal et dont l'équation en fonction du temps est :

$$U(t) = U_0 \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_q}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \right) \quad (3.63)$$

Le schéma de ce choc normal est donné sur la figure III.19 :

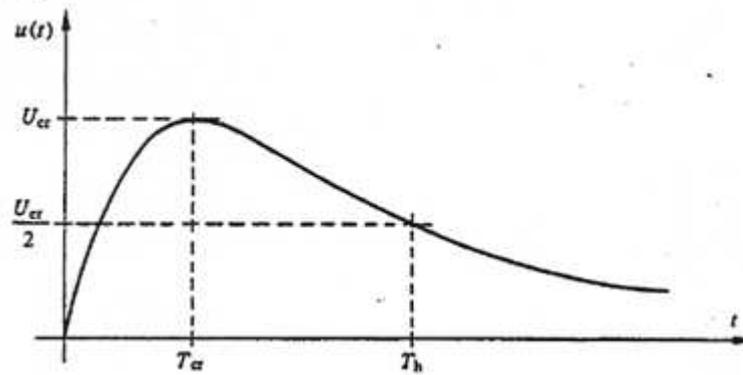


Figure III.19 : choc normal.

Ces principaux paramètres sont :

La durée jusqu'à la crête, T_{cr} est égale à :

$$T_{cr} = \frac{\tau_q}{\delta - 1} \ln \delta \quad (3.64)$$

où $\delta = \frac{\tau_q}{\tau_f}$,

La valeur de crête, atteinte par le choc, est calculée à partir de :

$$U_{cr} = U_0 (\delta^{1/(1-\delta)} - \delta^{\delta/(1-\delta)}) \quad (3.65)$$

La durée jusqu'à la mi-amplitude T_h vaut :

$$T_h = \delta_q \ln \frac{2U_0}{U_{cr}} \quad (3.66)$$

L'idée de pouvoir utiliser le module pollution pour un choc normal vient des deux constats suivants :

- si on applique une tension alternative aux bornes de l'isolateur, le module pollution permet d'avoir la répartition du potentiel pour un temps t donné,

- la fonction $U(t)$ définie par (3.63) peut être décomposé en série de Fourier. On utilise la courbe $U(t)$ pour t compris entre les instants 0 et T , T étant choisi supérieur ou égal à T_h . On prolonge cette courbe par symétrie par rapport à l'origine du repère (figure III.20) et on la considère comme périodique de $2T$.

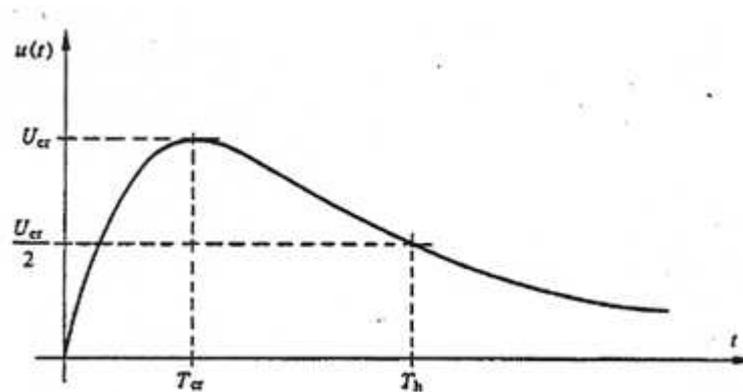


Figure III.20: Prolongement de $U(t)$.

La décomposition en série de Fourier permet d'approximer la courbe par un somme de fonctions sinusoïdales d'amplitude U_k et de fréquence $\frac{k}{2T}$.

$$U(t) \approx \sum_{k=1}^{k=n} U_k \sin(2k\pi ft) \quad (3.67)$$

Où N est le nombre de termes utilisés.

Après obtention de cette décomposition spectrale, on effectue le calcul pour chaque composante ($U_{k,\omega_k} = 2k\pi f$) et on stocke les résultats sur N fichiers différents. Ce qui permet d'avoir par superposition, les répartitions du potentiel et du champ pour un instant donné. Si on connaît l'instant de contournement, la connaissance de ces répartitions à cet instant pourrait aider à la compréhension du phénomène de contournement des isolateurs soumis à cette surtension. Ce procédé n'exige pas des calculs pas à pas. En outre, les éléments des matrices des systèmes linéaires correspondant à chaque composante sont identiques à quelques termes près.

VII. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques applications du module et ses possibles extensions. Ces quelques applications nous ont montré comment le module pollution peut devenir une aide précieuse dans la conception et le choix du matériel d'isolation. Les extensions que nous avons présentées nécessitent quelques développements. Parmi ces extensions, nous avons la détermination de la tension de contournement qui est un des objectifs de divers modèles mathématiques de contournement ou des différents types d'essai.

CHAPITRE 5 : REGARD SUR L'ENVIRONNEMENT

I. Introduction

L'électricité est la forme d'énergie qui permet de faire fonctionner la plupart des objets de notre quotidien comme les rizeries, les différentes machines des industries textiles ou agro alimentaires, les ordinateurs personnels,...

La fiabilité du transport de cette forme d'énergie est donc indispensable pour le bien être de l'environnement social et économique d'un pays. La modélisation dynamique des décharges se propageant sur des isolateurs pollués par des dépôts discontinus contribue à l'amélioration de l'aptitude des lignes à conduire convenablement l'énergie électrique.

II. Description du projet :

Les isolateurs doivent être prévus pour être installés à l'extérieur, dans les conditions atmosphériques prévues dans les normes. Ils doivent en particulier supporter des températures ambiantes comprises entre -5°C et +55°C, une humidité de 90% à 20°C et être insensibles aux effets de la condensation, de la pluie, des changements rapides de température et du rayonnement solaire.

Le projet consiste à modéliser dynamiquement les décharges se propageant sur des isolateurs pollués avec des dépôts discontinus. C'est un projet de recherche qui a pour but de faire évoluer positivement la tension de tenue des isolateurs.

La présente recherche concerne généralement tous les pays particulièrement Madagascar dont les environnements caractéristiques définis par les niveaux d'isolement sont très divers :

1- Niveau 1 :

- faible densité d'habitations et sans industrie ;
- faible densité d'industrie avec vent et pluie fréquents ;
- régions agricoles et montagneuses.

2- Niveau 2 :

- industrie peu polluante et/ou de densité moyenne d'habitation ;
- forte densité d'habitation et d'industrie mais avec pluie et vent fréquents.

3- Niveau 3 :

- forte densité d'habitation et banlieues de grandes villes ;
- zone bord de mer.

4- Niveau 4 :

- forte concentration de poussière et/ou de fumées industrielles ; exposition directe aux vents forts et polluants venant de la mer.

5- Niveau 5 :

- forte pollution industrielle aggravée par pollution marine.

III. Evaluation de l'impact environnemental sans le projet

Nombreux chercheurs ont déjà fait des études concernant le contournement des isolateurs pollués ; leurs résultats sont satisfaisants du point de vue scientifique que socio-économique même si la science se rapportant à ce domaine de recherche est encore assez jeune. Néanmoins, la qualité de service des opérateurs fournisseurs de l'énergie électrique ne correspond pas encore aux besoins des consommateurs.

1- Impacts positifs sans le projet :

Le projet oblige à faire des essais de pollution sur des isolateurs. Ces essais pourraient bouleverser autant les éléments physiques et biologiques que les éléments sociaux de l'environnement.

Le projet nécessite aussi beaucoup de temps.

2- Impacts négatifs sans le projet

L'utilisation des résultats de cette recherche améliorent l'approvisionnement en électricité:

- Diminution considérable du nombre de coupures imprévisibles de l'électricité (délestage).
- Réduction des pertes en ligne (augmentation de l'énergie utilisable)
- Diminution des risques de court-circuit sur des lignes hautes tension.

Le projet pousse aussi la population à ne pas polluer de façon immorale l'environnement.

IV. Analyse de l'origine et de l'ampleur des dégâts influents sur le projet

La pollution des isolateurs constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport de l'énergie électrique. Différentes sources peuvent être à l'origine de cette pollution : naturelle, industrielle ou mixte.

- Pollution naturelle peut être d'origine marine ou désertique. Elle se traduit par des dépôts d'embruns, de sable ou de poussière véhiculés par des vents, des pluies ... dans les régions froides, le givrage atmosphérique est aussi un facteur naturel. En cas de forte pluie, un film continu d'eau peut s'établir d'une extrémité à l'autre de la chaîne d'isolateurs ou de la colonne isolante.

- Les activités industrielles peuvent avoir un impact sur les installations électriques et notamment sur les isolateurs de lignes de transport d'énergie. La pollution dans ce cas peut provenir des fumées évacuées à proximité des raffineries par des torchères pétrolières, des cimenteries, des complexes sidérurgiques, chimiques ou mêmes des centrales thermiques. Pour les régions exemptes de fumées, cette pollution peut être d'origine domestique et est due appareils de chauffage polluants les habitations, les véhicules automobile... ; elle peut aussi provenir des agricoles.

- La pollution mixte est le résultat de la combinaison d'une ou de plusieurs pollution précitées. Cette forme de pollution est la plus sévère pour l'exploitation des ouvrages électriques.

La connaissance du degré (sévérité) de pollution est une condition indispensable pour dimensionner convenablement l'isolation extérieure. Il est donc important de bien quantifier la sévérité de d'un site afin d'assurer un service sans défaillances. Selon les niveaux de pollution, on distingue plusieurs classes de sévérité : pollution faible, pollution moyenne, forte pollution marine et industrielle et pollution exceptionnelle.

V. Conclusion

Comme le projet est une recherche qui incite la population à diminuer leurs émissions de gaz toxiques, leurs rejets d'effluents solides et liquides ; il est donc très bénéfique pour l'environnement d'effectuer cette étude malgré les essais de pollution nécessaire pour avoir des résultats fiables et utilisables.

CONCLUSION GENERALE

La présence de couche de pollution à la surface d'un isolateur modifie complètement ses répartitions du champ et du potentiel électriques. Un modèle numérique basé sur la méthode des équations intégrales de frontière a été développé afin de prendre en compte la présence de cette couche, caractérisée par sa conductivité surfacique. Ce modèle a été validé analytiquement. Les résultats de cette validation ont montré que pour les valeurs de conductivités surfaciques généralement rencontrées dans la nature le modèle donne des résultats fiables.

Ce modèle présente des avantages importants par rapport aux différents modèles existants au point de vue du nombre d'inconnues mise en jeu, du type d'inconnue (valeurs du potentiel et du champ normal), de la prise en compte des domaines infinis, des configurations 3D ainsi que de la non uniformité de la couche de pollution.

Le module pollution fondé sur ce modèle sera une aide précieuse pour la conception et le choix des matériels d'isolations. Il permettra la réduction du coût et des délais lors de la conception d'un système d'isolation et il contribuera aussi à la compréhension des phénomènes physiques concernant le comportement sous pollution des isolations externes. La réalisation des extensions suggérées élargira le domaine d'application de ce module.

ANNEXES

ANNEXE 1: CONSTITUTION D'UN ISOLATEUR

L'isolateur est constitué :

- d'une partie isolante;
- des pièces métalliques;
- d'un scellement qui assure la liaison mécanique entre les parties isolantes entre elles ou aux pièces métalliques.

Le scellement doit être conçu et fabriqué de façon à satisfaire aux essais d'endurance thermomécanique.

On distingue deux principaux types d'isolateurs :

- Isolateur rigide en verre recuit

L'isolateur est relié au support par une ferrure (très souvent, sous forme de tige); le conducteur étant fixé directement à l'isolateur à l'aide d'un fil d'attache.

Les isolateurs rigides à tige, comportent une ou plusieurs pièces en verre recuit, assemblées de façon permanente sur un socle métallique. Ils sont utilisés, en position verticale, horizontale ou oblique, pour les lignes de distribution. Les isolateurs rigides équipant les appareils de coupure doivent être calibrés.

- Isolateur suspendu en verre trempé

L'élément suspendu est relié à d'autres éléments (pince de suspension, support, ...) de façon flexible, par un assemblage à rotule et logement de rotule (Ball socket).

Chaque élément est constitué d'un capot, d'une partie isolante en verre trempé, d'une tige et éventuellement d'une rondelle anticorrosion. Les chaînes de suspension peuvent être simples, doubles, en A ou en V.

Les chaînes horizontales dites d'ancrage, peuvent être simple ou double.

ANNEXE 2 : NATURE DES MATERIAUX

- Partie isolante

La partie isolante doit être fabriquée en verre trempé ou recuit. Ce verre doit être homogène et correspondre dans la totalité de ses caractéristiques au groupe de matériaux

G 120 de la publication CEI 672 – 3.

Elle doit être exempte de défauts qui pourraient affecter les performances mécaniques, électriques ou la durée de vie de l'isolateur. Le verre ne doit pas avoir des bulles d'air de diamètre supérieur à 5 mm.

La surface extérieure du verre ne doit présenter aucun défaut, tel que soufflure ou pli, préjudiciable à une bonne tenue en service.

- Capot

Le capot de fixation doit être à logement de rotule. Il doit être en fonte malléable ferrique ou en fonte nodulaire et galvanisée à chaud.

La résistance à la traction du matériau utilisé doit se situer entre 340 et 700 N/mm².

L'allongement doit être supérieur à 10%.

La masse moyenne de revêtement de zinc doit être de 600g/m² (85 micromètres) sur l'ensemble des échantillons avec un minimum de 500 g/m² (70 micromètres) sur chaque échantillon. Cette valeur peut être portée à 790 g/m² (110 micromètres) pour les zones de forte pollution.

La galvanisation doit être conforme aux dispositions des normes UTE C 66 400 et

ISO 1461.

- Goupilles

Le système de verrouillage doit être constitué de goupille en acier inoxydable ou en bronze phosphoreux et répondant aux dispositions de la publication CEI 372.

La goupille doit empêcher la rotule d'un isolateur de se détacher involontairement du logement de rotule de l'isolateur adjacent lors de la manutention ou de l'utilisation normale.

Les dimensions d'assemblage doivent correspondre aux dispositions des publications CEI 120 et CEI 372.

- Tige

La tige de fixation doit être à rotule, en acier forgé ou moulé et galvanisé à chaud.

La résistance à la traction du matériau utilisé doit correspondre à la charge minimale de rupture de l'isolateur et à sa norme d'assemblage (diamètre).

La masse moyenne minimale de revêtement de zinc doit être identique à celle indiquée pour le capot.

La galvanisation doit être conforme aux dispositions des normes UTE C 66 400 et

ISO 1461.

Les dimensions d'assemblage doivent correspondre aux dispositions des publications CEI 120 et CEI 372.

- Matériaux de scellement

Le scellement du capot et de la tige sur le verre doit être effectué au moyen de ciment alumineux fondu ou de ciment portland permettant de passer avec succès les essais d'endurance thermomécanique.

- Rondelle anti corrosion

Les tiges des isolateurs destinés aux zones de pollution de niveau 3 et plus, doivent être équipées d'une rondelle anticorrosion en zinc pur de 99,7%.

La rondelle est fondue sur la tige sans brèche. La surface de l'interface de fusion tige-rondelle doit être supérieure à 80% de la surface de l'interface totale tige-rondelle. Le diamètre extérieur de la rondelle doit être égal au diamètre nominal de la tige augmenté d'environ 7mm, avec un renforcement à la sortie du scellement.

La hauteur doit être d'environ 25 mm.

ANNEXE 3 : NORMES DE REFERENCE

Les isolateurs doivent répondre aux dispositions de la présente Spécification

Technique et à toutes les prescriptions qui n'y sont pas contraires, prévues dans les normes de référence, à savoir :

- CEI 383-1 : Isolateurs pour lignes aériennes de tension nominales supérieure à 1000V
 - Partie 1 : Eléments d'isolateurs en matière céramique ou en verre pour systèmes à courant alternatif- Définitions, méthodes d'essai et critères d'acceptation.
- CEI 383-2 : Isolateurs pour lignes aériennes de tension nominales supérieure à 1000V
 - Partie 2 : Chaînes d'isolateurs équipées pour systèmes à courant alternatif - Définitions, méthodes d'essai et critères d'acceptation.
- CEI 305 : Isolateurs pour lignes aériennes de tension nominale supérieure à 100V- Eléments d'isolateurs en matière céramique ou en verre pour systèmes à courant alternatif- Caractéristiques des éléments d'isolateurs du type capot et tige.
- Publication 120 : Dimensions des assemblages à rotule et logement de rotule des éléments de chaînes d'isolateurs.
- Publication 372 : Dispositifs de verrouillage pour les assemblages à rotule et logement de rotule des éléments de chaînes d'isolateurs : Dimensions et essais.

- Publication 815 : Guide pour le choix des isolateurs sous pollution.
- CEI 60 507 : Essais sous pollution artificielle des isolateurs pour haute tension destinés aux réseaux à courant alternatif.
- ISO 1461 : Revêtements de galvanisation à chaud sur produits finis ferreux
- UTE C 66 – 400 : Galvanisation à chaud des pièces en métaux ferreux.
- CEI 672-3 : Matériaux isolants à base de céramique ou verre - Partie 3 : Spécifications pour matériaux particuliers
- CEI 60797 : Résistance résiduelle des éléments de chaînes d'isolateurs après détérioration mécanique du diélectrique
- CEI 61211 : Isolateurs en matière céramique ou en verre destinés aux lignes aériennes de tension nominale supérieure à 1000V – Essais de perforation.

Les textes applicables sont ceux des éditions les plus récentes des normes précitées. Toute autre norme, reconnue comme assurant une qualité au moins équivalente, est acceptée comme norme de référence.

ANNEXE 4 : IDENTIFICATION DES ISOLATEURS

- Désignation harmonisée

L'identification des isolateurs doit être conforme aux spécifications de la norme

CEI 60 383.

La désignation des isolateurs comprend la lettre U suivie d'un chiffre indiquant en kilo newtons l'effort de rupture spécifié, et :

- La lettre B pour indiquer qu'il s'agit d'un assemblage à rotule et à logement de rotule (Ball socket).

- La lettre, S ou L, si elle existe, pour indiquer que le pas est court (short) ou long.

Les isolateurs à longue ligne de fuite pour les régions polluées sont désignés par une lettre P à la fin.

- Marquage

L'isolateur doit contenir une inscription apparente et indélébile comprenant :

- le nom et/ou le sigle du fabricant;
- le type ou la référence de l'isolateur;
- l'année de fabrication;
- l'effort de rupture spécifié en kilo newtons.

ANNEXE 5 : ESSAI

Les isolateurs, objet de la présente Spécification Technique, doivent satisfaire aux essais de qualification et au besoin à des essais de réception tels que définis ci après.

- Essais de qualification

N°	Essai	Référence
1	Essais aux chocs de foudre.	CEI 383-1/Article 13
2	Essais de tension à fréquence industrielle sous pluie	CEI 383-1/Article 14
3	Vérification des dimensions	CEI 383-1/Article 15
4	Essais de rupture électromécanique	CEI 383-1/Article 18
5	Essais de rupture mécanique	CEI 383-1/Article 19
6	Essais d'endurance thermomécanique	CEI 383-1/Article 20
7	Vérification des déplacements axial, radial et angulaire	CEI 383-1/Article 21
8	Vérification du système de verrouillage	CEI 383-1/Article 22
9	Essais de résistance aux variations brusques de température	CEI 383-1/Article 23
10	Essai de pollution (méthodes de brouillard salin et de la couche solide)	CEI 507
11	Essai de perforation sous surtension de choc	CEI 60797
12	Essai de pollution (méthodes de brouillard salin et de la couche solide)	CEI 61211

Le mode opératoire et les sanctions des essais sont définis dans les normes de référence CEI 383-1 et 507.

Les essais de qualification doivent être effectués par un laboratoire officiel ou accrédité éventuellement en présence de représentants de l'ONE ou d'un organisme mandaté par lui.

Lesdits essais doivent être sanctionnés par un ou des rapports donnant les modalités et sanctions des essais accompagnés éventuellement, d'un certificat de conformité si tous les essais sont concluants.

- Essais de réception

L'ONE se réserve le droit de procéder à la vérification de la conformité des fournitures par les contrôles et essais de réception définis par les normes 383-1, CEI 60797 et CEI 61211.

Les contrôles et essais de réception peuvent être réalisés par un laboratoire accrédité ou dans le laboratoire du fabricant en présence de représentants de l'ONE.

ANNEXE 6 :

Tableau 1 : Caractéristiques électriques des isolateurs

Tension du réseau (kV)	22	60	225	400
Tension assignée (kV)	24	2.5	145	400
Tension de tenue au choc de foudre (kV)	125	25	1050	1425
Tension de tenue à fréquence industrielle (kV)	50	40	460	520

Tableau 2 : Caractéristiques Mécaniques et dimensionnelles des éléments de chaînes d'isolateurs - assemblages à Ball and sockets

Désignation	Effort de rupture En (kN)	Diamètre nominal max de la partie isolante en (mm)	Pas nominal en (mm)	Ligne de fuite nominale minimale en (mm)	Norme d'assemblage suivant CEI 120
U40B	40	175	110	190	11
U 40 BP	40	210	110	295	11
U 70 BS	70	255	127	295	16
U 70 BL	70	255	146	295	16
U 70 BLP	70	280	146	440	16
U 120 B	120	255	146	295	16
U 120 BP	120	280	146	440	16
U160BS	160	280	146	315	20
U160BSP	160	330	146	440	20
U160 EL	160	280	170	340	20
U 160 BLP	160	330	170	525	20

Tableau 3 : Caractéristiques mécaniques et dimensionnelles pour les isolateurs rigides utilisés à l'ONE

Désignation	Effort de rupture KN	Diamètre nominal max de la partie isolante (mm)
VHT30	10	182
VHT32	10	221
VHT 36	12	255
VHT 32 C	10	221
VHT 36 C	12	225
VHT 20 T	8	210
VHT 22 T	8	250
325 AT	8	230

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Cimador, ***La pollution et le dimensionnement des isolateurs en région polluées***, Journées d'études S.E.E., 21-22 mars 1990
- [2] A. Cimador, ***Essai de vieillissement accéléré pour les isolateurs en matériaux synthétiques***, Journées d'études S.E.E., 21-22 mars 1990.
- [3] A. S. Mayokopar, K. P. Morozov, ***The "moist-discharge" characteristics of unevenly fouled insulators***, Electric Technology USSR, n°3, 1968, p.131-139.
- [4] B. Ancelle, ***Emploi de la méthode des équations intégrales de frontière et mise en œuvre de la conception assistée par ordinateur dans le calcul des systèmes électromagnétiques***, Thèse de doctorat, Grenoble, 1979.
- [5] B. F. Hampton, « ***Flashover Mechanism of polluted insulation*** », Proc. I.E.E., Vol.111, n°5, May1964, pp.985-990.
- [6] C. H. A. Ely, W. J. Robert, ***Switching impulse flashover of air gaps and insulators in an artificially polluted atmosphere***, Pro. I.E.E., Vol.115, n°11, November 1968, p.1667-1671.
- [7] C. Texier, B. Kouadri, ***Model of formation of dry band on an NaCl-polluted insulation***, Pro. I.E.E., Vol.113, pt.A, n°5, july 1986.
- [8] D. C. Jolly and S.T. Chu, ***surface electrical breakdown on tin oxide coated glass***, J. Appl. Phys. July 1979. P.140-143.
- [9] D. Mayr, ***Beitrag zur Theorie der Statischen und der dynamischen litchbogens***, Arch. F. Electrotechnik, Vol.37, 1943, p558-608.
- [10] D.R. Goulsbra, ***The prediction of impulse flashover of polluted insulations***, Proceedings of the 1st Iranian Congres of Electrical Engineering, Shiraz, May 12-16, 1974, p.263-277.
- [11] E.Lemke, M. Zhirh, ***Switching impulse flashover model for long insulators under contaminated condition***, 7th I.S.H.V.E., Dresden 26-30 august 1991, paper n°43-22.
- [12] F. Obenaus. ***Fremdschichtiibersclag und Krichwelänge***, Deutsche Electrotechnick, Vol. 4, 1958, p.135-136.
- [13] F.Rizk, ***Mathematical models for pollution flashover***, Electra, Vol.78, 1981, p.71-103.
- [14] G. Dhatt, G. Touzot, ***Une presentation des elements finis***, Maloine, Paris, 1981.

- [15] G. Neumärker, ***Verschmutzungszustand und Kriechweig***, Monasber D. Deut. Akad, Wiss., Vol.1, Berlin 1959, p.352-359.
- [16] Groupe de travail n°4 du comité d'études n°33, ***Comparaison critique de méthode d'essai sous pollution artificielle***, Electra, n°64, mai 1979, p.117-136.
- [17] Guide CEI-815, ***Guide pour le choix des isolateurs sous pollution***, 1986.
- [18] H. Boeme and F. Obenaus, ***Pollution flashover test and insulators in laboratory and in systems and model concept of creep age Path flashover***, CIGRE, June 1966, p.406.
- [19] H. H. Woodson and A. J. Mac Elroy, ***Insulators with contaminated surface, part II, Modeling of discharge mechanisms***, I.E.E.E., Trans. PASS. Vol.89,n°8, Nov-Dec 1970, p.1858-1867.
- [20] H. Nacke, ***lichtbogen Festigkeit und Kriechstrom Festigkeit von Isolier stoffen***, Dissertation University of Berlin-Charlo Henburg .1962
- [21] H. Nacke, ***Stabilitat der Fremdschichtenladungen und Theorie des Fremschichtuberschlegs***, ETZ-A, n°16, 1962, p.577-585.
- [22] J. Daffe, R. G. Olsen, ***An integral equation method for solving rotationally symmetric electrostatic problems in conducting and dielectric material***, I.E.E.E. trans. E.I., Vol.98, n°5, Sept-Oct 1979, p .1609-1616.
- [23] J. Danis, ***A stochastic pollution flashover model***, 4th International Symposium on High voltage engineering, Rapport 46-12, Athènes, 5-9 septembre1983.
- [24] J. L. Rasolonjanahary, L. Krähenbuhl, ***Modélisation 3D de la conduction surfacique sur les isolateurs pollués***, Rapport annuel n°1, Contrat M73L12/1E3717, 21 déc 1989.
- [25] K. Ben Driss, ***Etude des paramètres relatifs au profil d'un isolateur sous pollution à l'aide d'un logiciel de calcul de champs tridimensionnels PHI3D***, rapport de DEA Génie Electrique, ECL/INPG, septembre 1991.
- [26] L. L. Alston and S. Zoledziowski, ***Growth of discharge on polluted insulators***, I.E.E.E. trans. PASS, Vol.110, n°7, July 1963, p.12 60-1266.
- [27] L. Nicolas, L. Krähenbühl, ***PHI3D a graphic interactive package for 3D fields computations***, conference Betech 86, MIT, Cambridge USA.
- [28] L. Youwei, W. Zun, Z. Jianchao, C. Weijiang, ***Computation of mixed field with surface charge method***, 7th I.S.H.V.E., Dresden 26-30 august 1991, p 11

et 7.

- [29] Le Roy, Gary, Hutzler, Lalot, Dubanton, **Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions**, Eyrolles, 1984, Chapitre 15.
- [30] M.A.B. El Koshairy, E. El Sharkaoui, M. M. Awad, H.E.M. Zarzoura, M. M. Khalifa et A. Nosseir, **Performance de chaînes d'isolateurs hautes tensions soumises à la pollution du désert**, CIGRE, rapport 33-09, Paris 1982.
- [31] M. Abdel-Salam, E. K. Stanek, **Optimizing fields stress on high-voltage insulators**, I.E.E.E. trans. Vol.22, n°1, February 1987, p.47-56 .
- [32] M. D. R. Beasley, J. H. Pickles, L. Beretta, G. d'Amico, M. Fanelli, G. Giuseppetti, M. Morin, J. P. Grégoire, G. Gallet, **Etude comparative de trois méthodes de calcul automatique du champ électrostatique**, RGE, tome 88, Vol.1, janv1979, p.7-18.
- [33] M. Dubois, **Application de la théorie des distributions à la formulation intégrale de problèmes aux limites**, CETIM, Sensil, 1979, Chapitre 1.
- [34] M. Kawai, **insulation for power frequency voltage, transmission line reference book 345kV and above**, p.296-326.
- [35] N. Dhahbi-Megrache, A. Beroual and L. Krahenbuhl, **A new proposal model for polluted insulators flashover**, Journal of physics. n°5, march 1997, p.889-894.
- [36] N. Dhahbi-Megrache, A. Beroual, **Evaluation and polluted insulators flashover voltage for different waveforms using an equivalent electrical network model**, 11th international symposium on High voltage engineering, UK 1999.
- [37] O. W. Andersen, **Finite element solution of complex potential electric fields**, I.E.E.E. trans PASS, Vol. 96, n°4, july/August 1977 , p.1156-1161.
- [38] P. Claverie et Porcheron, **Le phénomène de pollution des isolateurs et l'isolement des ouvrages en régions polluées**, RGE, Tome 82, n°3, mars 1973, p.166-194.
- [39] P. Claverie, **Predetermination of the behaviour of polluted insulators**. I.E.E.E. trans. PASS, Vol. 90, n°4, july1971, p.190 2-1908.
- [40] P. Claverie et Porcheron, **How to choose insulators for polluted areas**, I.E.E.E. trans. PASS. Vol.92, n°3, 1973, p.1121-113 1.
- [41] Q. S. Huang, **Applications nouvelles de la méthode des équations intégrales de frontière en électrotechnique**, thèse de doctorat, ECL, 1987.

- [42] R. Jouaust, ***Diélectriques solides***, Edition de la revue d'optique, 1949.
- [43] R. Wilkins, ***Flashover voltage of high-voltage insulators with uniform surface pollution film***, Proc. IEE, Vol.116, n°3, 1969, p.457-465.
- [44] R. Sundararajan and R.S.S. Gorur, ***Computer aided design of porcelain insulators under polluted conditions***, IEEE Trans. On Diel, and Elect. Insul., Vol.2, n°1, February 1995, p.121-127.
- [45] S. Anjana and C. S. Lakshminarasmha, ***Computed of flashover voltages of polluted insulators using dynamic arc model***, 6th international symposium on high voltage engineering, News Orleans, USA, 1989, p.30 et 09.
- [46] S. Gopal and Y. Narayana Rao, ***On the flashover mechanisms of polluted insulators***, ISPPISD, IIT., MADRAS, Inde1983, p.1-6.
- [47] S. Kato, H. Kokai, Y. Nakajima, T. kouno, ***Finite element method for calculation of potential distribution to the porcelain insulator with semiconducting surface layer***, 3rd I.S.H.V.E., Milan 28-31 august 1979, p.11-12.
- [48] S. Nishimura, ***Evaluation of flashover characteristics of polluted insulators***,5th I.S.H.V.E, Braunschweig 24-28 August 1987, p.1-4/ 16 et 52.
- [49] T. Takuma, T. Kawamoto, ***field calculation including surface resistance by charge simulating method***, 3rd I.S.H.V.E., Milan 28-31 august 1979, p.1-12.

Auteur: RAKOTO Harry Angelo
Directeurs de mémoire: ANDRIANAHARISON Yvon
RAKOTOMALALA Andrianirina

Titre: **CONTRIBUTION A LA MODELISATION
DYNAMIQUE DES DECHARGE SE PROPAGEANT
SUR DES ISOLATEURS POLLUES AVEC DES
DEPOTS DISCONTINUS**

Nombre de figures: **35**
Nombre de pages: **136**

RESUME

La tenue diélectrique des matériels d'isolant est tributaire des répartitions du champ et du potentiel à leurs surfaces. Ces répartitions en présence de la conduction surfacique sont différentes des répartitions électrostatique. Ce travail consiste en l'application des méthodes des équations intégrales de frontière (MEIF) pour le calcul des distributions du champ et du potentiel électriques dans le cas des isolateurs pollués soumis à une tension alternative à fréquence industrielle.

Mots clés : isolateurs, pollution, méthode des équations intégrales de frontière.

ABSTRACT

The dielectric withstand capabilities of insulating materials is related to their surface electric field and potential distributions. These distributions, in the presence of polluting layers, are quite different from these encountered in classic electrostatics. This work is concerned with the application of boundary integral equations method to the calculation of electric for cases of polluted insulators subjected to power frequency voltages.

Key words: insulating materials, pollution, boundary integral equations method.

Adresse de l'auteur : LOT K7 192 Ivato Aéroport
Téléphone : +261331407036
e-mail : irriangelo@yahoo.fr